ÜBER
LICHTELEKTRISCHE ELEKTRONENEMISSION
BEI
KATHODENZERSTÄUBUNGSSCHICHTEN

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

MIT GENEHMIGUNG
DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN SEKTION
DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT ZU UPPSALA

VORGELEGT

VON

SIMON WERNER
LIC. PHIL.

DIE VERTEIDIGUNG WIRD AM 4. OKTOBER 1913 UM 10 UHR VORMITTAGS
IM PHYSIKALISCHEN HÖRSAAL STATTFINDEN.

UPPSALA 1913
AKADEMISCHE BUCHDRUCKEREI
EDV. BERLING.

537
W49u
REMOTE STORAGE

Inhaltsverzeichnis.

I. **Einleitung und geschichtliche Übersicht** 1

II. **Versuchsanordnungen.**

1. Anordnung zur Bildung und Untersuchung der Schichten 8
2. Anordnung zur Energiemessung 14

III. **Versuchsmethode.**

1. Bildung der Schichten 16
2. Untersuchung der Schichten 18

IV. **Energiemessungen** 20

V. **Ergebnisse der lichtelektrischen Messungen.**

1. Über die Definierbarkeit der Zerstäubungsschichten sowie die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von verschiedenen Verhältnissen während der Schichtbildung 22
2. Über die Empfindlichkeitsänderungen bei Zerstäubungsschichten. 32
3. Über den Zusammenhang zwischen Photoeffekt und Schichtdicke. Über die Eindringungstiefe des lichtelektrischen Effekts 42
4. Vergleich zwischen Schichten verschiedener Metalle betreffs ausgesandter Elektronenmenge 50
5. Über den Zusammenhang zwischen emittierter Elektronenmenge und emittierender Lichtwellenlänge . . . 58
6. Über den Unterschied zwischen Metallen und metallischen Zerstäubungsschichten in lichtelektrischer Hinsicht 62

VI. **Zusammenfassung** 66

Digitized by the Internet Archive
in 2017 with funding from
University of Illinois Urbana-Champaign Alternates

https://archive.org/details/uberlichtelektri00wern

I. Einleitung und geschichtliche Übersicht.

Unter lichtelektrischem Effekt[1] oder Photoeffekt verstehen wir im Folgenden durch Belichtung bewirkte Elektronenemission.

Bei dem Photoeffekt hat man, wie R. Pohl und P. Pringsheim[2] gezeigt haben, zwischen »selektivem« und »normalem« Photoeffekt zu unterscheiden.

Der selektive Effekt ist auf ein recht enges Wellenlängengebiet beschränkt und weist innerhalb desselben ein resonanzartiges Maximum auf. Innerhalb dieses beschränkten Gebiets wird ein selektiver Effekt nur erhalten, wenn der Lichtvektor so orientiert ist, dass eine senkrecht gegen die belichtete Fläche gerichtete Komponente der elektrischen Kraft vorhanden ist. Der selektive Effekt ist demnach ausschliesslich an diese elektrische Kraftkomponente gebunden.

Der normale Effekt dagegen beginnt bei einer bestimmten Wellenlänge und erstreckt sich dann durch das ganze kurzwellige Spektrum hin. Er wächst in der Regel mit abnehmender Wellenlänge und ist nicht von der Orientierung des Lichtvektors abhängig, sofern diese nicht auf die Absorption einwirkt.

Normaler Effekt kommt stets auch innerhalb des selektiven Wellenlängengebiets vor, wird aber der Regel nach von dem selektiven Effekt wenigstens für grosse Wellenlängen überwogen.

Selektiver Effekt ist von R. Pohl und P. Pringsheim[3] für die meisten Alkalimetalle und alkalischen Erden nachgewiesen worden.

---

[1] Recht ausführliche Berichte über das Phänomen liefern u. a. E. v. Schweidler, Jahrb. d. Rad. 1, 358—400, 1904 und R. Ladenburg, ebenda 6, 425—484, 1909.

[2] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges., 12, 682, 1910.

[3] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 349, 1910; 14, 46, 1912; 13, 474, 1911.

Für gewöhnliche Metalle liegt der selektive Effekt, wenn er vorhanden ist, weit in das kurzwellige Spektrum hinaus.[1]

In der nachstehenden Untersuchung, die sich mit gewöhnlichen Metallen beschäftigt und Licht mit Wellenlängen grösser als 210 $\mu\mu$ anwendet, begegnet uns demnach ausschliesslich normaler Effekt.

Die meisten Untersuchungen, die bezüglich des Photoeffekts ausgeführt worden sind, behandeln den normalen Effekt. Hierbei sind es vor allem zwei Fragen gewesen, die untersucht worden sind, teils die Ausgangsgeschwindigkeit der Elektronen und ihre Abhängigkeit von verschiedenen Faktoren und teils die Menge emittierter Elektronen und die Abhängigkeit dieser Menge von verschiedenen Faktoren. Diese letztere Frage ist es, mit der sich die folgende Untersuchung beschäftigt.

Bei normalem Effekt ist, wie man gefunden hat,[2] die Menge ausgesandter Elektronen proportional der in dem Körper absorbierten Energie. Sie ist ferner, wie bereits erwähnt, nicht abhängig von der Orientierung des Lichtvektors,[3] ausser sofern diese auf die Absorption einwirkt. Sie ist auch unabhängig von der Temperatur des belichteten Körpers.[4] Sie variiert höchst beträchtlich mit der Wellenlänge des angewandten Lichtes, und zwar in der Regel so, dass die emittierte Menge, bezogen auf die Einheit auffallender Energie, ununterbrochen mit abnehmender Wellenlänge wächst. Ein solcher Anstieg des Effekts mit abnehmender Wellenlänge ist zuerst von H. Mohlin[5] für Pt, Cu, Ni, Zn, Cd und Ag innerhalb des Wellenlängengebiets 280—214 $\mu\mu$ sowie ungefähr gleichzeitig für Pt, Cu und Zn von E. Ladenburg[6] innerhalb des Gebietes 260—205 $\mu\mu$ nachgewiesen worden. Dass diese Zunahme des Effekts auch für Schumannstrahlen stattfindet, hat eine Untersuchung von A. W. Hull[7] qualitativ ergeben. Eine ähnliche Steigerung des Effekts mit abnehmender Wellenlänge bis herab zu 230 $\mu\mu$ haben R. Pohl und P. Pringsheim[8] für Pb, Tl, Sn, Cd und Bi gefunden.

[1] Siehe F. A. Lindemann, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 482, 1911 und R. Pohl und P. Pringsheim, ebenda **13**, 474, 1911.

[2] Siehe R. Ladenburg, Jahrb. d. Rad. **6**, S. 436—437, 1909.

[3] R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 339, 1909; **11**, 609, 1909.

[4] R. Ladenburg, a. a. O., S. 437.

[5] H. Mohlin, Diss., Uppsala, 1907.

[6] E. Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 590, 1907.

[7] A. W. Hull, Phys. Zeitschr. **10**, 537, 1909.

[8] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 474, 1911.

Ganz neulich haben indessen dieselben Autoren[1] für durch Destillation im Vakuum gebildete Kalziumschichten ein sekundäres Maximum an emittierter Elektronenmenge zwischen 300—400 $\mu\mu$ gefunden. Dieses Maximum hatte, wie sie gezeigt haben, keinen Zusammenhang mit selektivem Effekt, sondern der Effekt war normal. Auch für Mg- und Al-Schichten, die durch Destillation im Vakuum gebildet worden waren, haben R. Pohl und P. Pringsheim[2] ein Maximum des Effekts und zwar bei 260 $\mu\mu$ gefunden. Ob dieses Maximum selektiv ist oder nicht, scheint jedoch noch nicht völlig klargestellt zu sein.

Auch bei den Alkalimetallen wächst der normale Effekt der Regel nach ununterbrochen mit abnehmender Wellenlänge.[3]

Die Untersuchungen, die bisher angestellt worden sind, um den Zusammenhang zwischen der Menge ausgesandter Elektronen und der wirksamen Lichtwellenlänge festzustellen, sind alle (ausser der von R. Pohl und P. Pringsheim für Ca-Schichten ausgeführten) so angeordnet gewesen, dass nur ein Teil des einfallenden Lichtes absorbiert wurde, der Rest ist wegreflektiert worden. Da die optischen Konstanten im Ultraviolett für Metalle nur wenig bekannt sind, hat die reflektierte Lichtmenge nicht genau berechnet werden können, sondern man hat sich damit begnügen müssen, den Zusammenhang zwischen der Anzahl ausgesandter Elektronen, bezogen auf die *einfallende* (nicht absorbierte) Energie, und der Lichtwellenlänge zu bestimmen. Es ist indes der Zusammenhang zwischen der Anzahl ausgesandter Elektronen, bezogen auf die absorbierte Energie, und der Wellenlänge, der in erster Linie theoretisches Interesse hat.

Um direkt aus den Messungen diesen Zusammenhang bestimmen zu können, habe ich in der folgenden Untersuchung das belichtete Metall in der Form eines schwarzen Körpers verwendet, so dass alles einfallende Licht absorbiert wurde. Die Anordnung habe ich bereits zuvor in Kürze beschrieben.[4] Dieselbe Anordnung ist ganz neulich auch von R. Pohl und P. Pringsheim[5] benutzt worden.

---

[1] R. Pohl und P. Pringsheim, ebenda, 15, 111, 1913.

[2] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 546, 1912.

[3] Siehe z. B. W. Hallwachs, Ann. d. Phys. 30, 593, 1909, sowie R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 682, 1910.

[4] S. Werner, Ark. f. Math., Fys. o. Astr., Bd. 8. Nr. 27, 1912.

[5] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 111, 1913; 15, 173, 1913.

Der einzige theoretisch deduzierte Ausdruck für den Zusammenhang zwischen der von der Lichteinheit emittierten Elektronenanzahl und der Lichtfrequenz, der zurzeit vorliegt, rührt von O. W. Richardson[1] her. Durch Anwendung statistischer und thermodynamischer Methoden und unter Verwendung gewisser vereinfachender Annahmen, von denen er selber diejenige, dass Elektronenreflexion an der Oberfläche des Körpers nicht vorkommt, als die gefährlichste betrachtet, gelangt er zu folgendem Ausdruck:

$$\varepsilon F(\gamma) = \frac{A\,h}{R^2\gamma^2}\left(1 - \frac{\omega_0}{h\gamma}\right); \text{ für } \omega_0 < h\gamma < \infty \ldots \quad (1)$$

wo $\varepsilon F(\gamma)$ die Anzahl Elektronen bedeutet, die von einer Energieeinheit emittiert wird, deren Frequenz zwischen γ und $\gamma + d\gamma$ liegt, h die Plancksche Konstante, A eine für das Metall charakteristische Konstante, R die Gaskonstante für ein Molekül und ω_0 die latente Verdampfungswärme für ein Elektron beim absoluten Nullpunkt.

Der Ausdruck (1) ergiebt offenbar einen gewissen Grenzwert $\gamma_0 = \frac{\omega_0}{h}$, unter dem keine lichtelektrische Emission erhalten wird.

Unter Anwendung von (1) gelangt Richardson auch zu einem Ausdruck[2] für die Maximalausgangsenergie der Elektronen: $T_\gamma = h\gamma - \omega_0$; für $\omega_0 < h\gamma < \infty$. Da dieser Ausdruck in sehr gutem Einklang mit von ihm und K. T. Compton[3] erhaltenen experimentellen Resultaten steht, so meint er, dass der Ausdruck (1) wahrscheinlich mit den wirklichen Verhältnissen übereinstimmt.

Bei allen Untersuchungen über den Photoeffekt hat es sich gezeigt, dass dieser in hohem Grade von der Beschaffenheit der belichteten Fläche[4] abhängt, davon, wie die Fläche geputzt worden ist, und ob die Fläche nach dem Putzen mit Luft in Berührung gekommen ist. Vor allem gilt dies für leichtoxydierbare Metalle. Man hat sich daher genötigt gesehen, auf die eine oder andere Weise Oberflächen im Vakuum neuzubilden. R. Pohl und P. Pringsheim[5] haben so leichtschmelzbare Metalle im Vakuum geschmolzen und die oxydierten Teile abgesondert, worauf sie das Metall im

[1] O. W. Richardson, Phil. Mag. 23, S. 615, 1912; 24, 570, 1912.

[2] Ein ähnlicher Ausdruck zuvor deduziert von A. Einstein, Ann. d. Phys. 17, S. 145, 1905.

[3] O. W. Richardson und K. T. Compton, Phil. Mag. 24, 575, 1912.

[4] Siehe z. B. E. Ladenburg, Ann. d. Phys. 12, 558, 1903.

[5] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 474, 1911.

Vakuum erstarren liessen. Oft haben dieselben Forscher,[1] um feine Oberflächen zu erhalten, das Metall in Vakuum destilliert.

Eine andere bequeme Methode, gute Oberflächen zu erhalten, besteht in der Zerstäubung des Metalls bei niedrigem Druck. Diese Methode ist auf den Vorschlag Herrn Prof. G. Granqvists in der folgenden Untersuchung zur Anwendung gekommen. Die Methode hat gegenüber der Destillationsmethode den grossen Vorteil, dass sie eine relative Bestimmung der Schichtdicke ermöglicht, was in diesem Falle von Bedeutung war, da ich u. a. beabsichtigte, den Zusammenhang zwischen der Schichtdicke und dem Photoeffekt zu untersuchen.

Derartige Kathodenzerstäubungsschichten sind bisher verhältnismässig wenig untersucht worden. Die meisten Untersuchungen, bei denen bisher Zerstäubungsschichten angewandt worden sind, haben sich auf die Frage bezogen, ob der Photoeffekt grösser in der Richtung des wirksamen Lichtes ist als in der entgegengesetzten. Man hat zu dem Zwecke sehr dünne Schichten auf eine Quarzplatte ausgefällt und den Photoeffekt teils bestimmt, wenn das Licht von der Quarzseite (von hinten) her kam, und teils wenn es direkt die Metallschicht (von vorn her) traf.

R. D. Kleeman[2] und O. Stuhlmann[3] haben so für dünne Pt-Schichten gefunden, dass der Effekt im ersteren Falle bedeutend grösser war. Später hat Stuhlmann[4] das gleiche Verhältnis für einige andere Metalle nachgewiesen. J. Robinson[5] bestätigt diese Beobachtungen für Pt und findet ausserdem, dass auch die Ausgangsgeschwindigkeit grösser bei Belichtung von hinten ist. Das Verhältnis soll, wenigstens teilweise, auf dem Lichtdruck beruhen.

Später haben jedoch A. Partzsch und W. Hallwachs[6] gezeigt, dass man gemäss der Theorie für die Optik der Metalle zu erwarten hat, dass bei Belichtung von hinten der Effekt grösser ist, indem in diesem Falle bedeutend mehr Licht absorbiert wird als bei Belichtung von vorn. Sie haben auch den experimentellen Nachweis geführt, dass der Unterschied der Lichtabsorption in den

[1] R. Pohl und P. Pringsheim, Ver. d. D. Phys. Ges. 14, 506, 1912; 14, 546, 1912.

[2] R. D. Kleeman, Proc. Roy. Soc. (A), 84, 93, 1910.

[3] O. Stuhlmann, Phil. Mag. 20, 331, 1910.

[4] O. Stuhlmann, ebenda 22, 854, 1911.

[5] J. Robinson, Phys. Zeitschr. 13, 276, 1912.

[6] A. Partzsch und W. Hallwachs, Ber. d. Math.-Phys. Kl. Sächs. Ges., Leipzig, 44, 147, 1912, und Ann. d. Phys. 41, 247, 1913.

beiden Fällen völlig hinreichend ist, um den Stromunterschied zu erklären, den die obengenannten Forscher erhalten haben. Was den von Robinson gefundenen Unterschied in der Ausgangsgeschwindigkeit betrifft, so erblicken sie darin nichts an und für sich Beweisendes, und sie ziehen daher aus ihren Messungen den Schluss, dass, wenn ein Longitudinaleffekt bei dem Licht überhaupt existiert, dieser von ganz anderer Grössenordnung sein muss, als es bisher angenommen worden ist.

P. H. Dike[1] hat die Elektronenanfangsgeschwindigkeit für dünne Pt-Schichten von verschiedener Dicke untersucht. Er hat dabei gefunden, dass für sehr dünne Schichten die Anfangsgeschwindigkeit sehr gross ist, bis zu 50 Volt entsprechend, dass aber bei einer Dicke von ungefähr 10^{-7} cm eine bedeutende Verminderung der Anfangsgeschwindigkeit eintritt. Gleichzeitig damit, dass die Ausgangsgeschwindigkeit gross war, war auch die ausgesandte Elektronenmenge gross, die beiden Effekte nahmen aber rasch bei der Belichtung ab, um dann im Dunkel nicht wieder zuzunehmen. Dieses Verhalten (Veränderung bei Belichtung) konnte er dagegen nicht bei dickeren Schichten beobachten. Bei einer anderen Gelegenheit hat er eine Zunahme der Ausgangsgeschwindigkeit mit der Zeit unmittelbar nach der Bildung der Schicht beobachtet, und er fand, dass diese Zunahme auch bei Gegenwart eines Gases vor sich ging.

Später haben P. H. Dike und F. C. Brown[2] das Entladungspotential bei Belichtung dünner Schichten untersucht und, wenigstens betreffs hoher Potentiale, Dikes frühere Resultate bestätigt gefunden. Sie scheinen indessen nunmehr geneigt, diese hohen Potentiale auf andere Weise zu erklären als durch Elektronen mit grosser Ausgangsgeschwindigkeit.

In einer neulich erschienenen Arbeit hat J. Robinson[3] betreffs sehr dünner Zerstäubungsschichten, ausser einigen Verhältnissen bezüglich des Longitudinaleffekts des Lichtes, die Änderung der Menge ausgesandter Elektronen mit der Schichtdicke untersucht. Er findet, dass der Effekt bei einer Dicke von 10^{-7} cm eine plötzliche Steigerung erfährt, um danach mit wachsender Schichtdicke wieder zu fallen.

---

[1] P. H Dike, Phys. Rev. 32, 631, 1911 und 34. 459, 1912.

[2] P. H. Dike und F. C. Brown, Phys. Rev. 1, 254, 1913.

[3] J. Robinson, Phil. Mag. 25, 115, 1913.

Dies sind der Hauptsache nach die lichtelektrischen Arbeiten, bei denen Zerstäubungsschichten zur Anwendung gekommen sind. Die Schichten sind also bisher in lichtelektrischer Hinsicht sehr wenig untersucht worden.

Die nachstehende Untersuchung ist im Physikalischen Institut der Universität Uppsala während der Jahre 1912 und 1913 ausgeführt worden. Dem Präfekten des Instituts, Herrn Professor Dr. G. Granqvist, erlaube ich mir hiermit meinen ergebenen Dank auszusprechen für die Bereitwilligkeit, mit der er Material und Apparate mir zur Verfügung gestellt hat, für sein wohlwollendes Interesse und wertvolle Ratschläge betreffs meiner Arbeit sowie nicht zum wenigsten für die Ermutigung, die ich von seiner Seite bei Gelegenheiten erfuhr, wo die Arbeit mir hoffnungslos erscheinen wollte.

II. Versuchsanordnungen.

1. Anordnung zur Bildung und Untersuchung der Schichten.

Die Anordnung der in der folgenden Untersuchung verwendeten lichtelektrischen Zelle ist aus Fig. 1 (Massstab 1: 3) ersichtlich. Fig. 2 (Massstab 2: 3) zeigt einen Querschnitt durch die Zelle in der Ebene LL'.

Die Zelle AB selbst (Fig. 1) ist aus Glas und kann mittelst eines weiten Schliffs C auseinandergenommen werden. D-D' ist ein Pt-Draht von 1 mm Durchmesser, um dessen unteres Ende D' ein Blech aus dem zu zerstäubenden Metall gewunden ist. Um die Zerstäubung auf dieses Metallblech zu beschränken, ist der Pt-Draht im übrigen von einer Glasröhre E umgeben. Der Pt-Draht wird von zwei Bernsteinpfropfen F und G getragen, so dass er also bernsteinisoliert ist. Der Bernstein G ist vor Bestäubung mittelst zweier Glimmerblättchen H geschützt. Zum Schutze gegen elektrostatische Störungen während der lichtelektrischen Messungen ist die ganze Innenseite von AC versilbert, und die Silberschicht steht in leitender Verbindung mit einem eingeschmolzenen Pt-Draht J.

KK' ist ein Glaszylinder von 18,4 mm Durchmesser, auf den die Metallschicht ausgefällt wird. Er ist mittelst eines dünnen Manganinblechs an den unteren Teil von AC festgepresst. Bei K' hat der Zylinder einen Spalt ungefähr von den Ausmessungen 2 × 13 mm, durch welchen das Licht bei der lichtelektrischen Untersuchung in den Zylinder eintritt (s. auch Fig. 2, die dieselben Bezeichnungen hat). Das Licht tritt in der Richtung PP (Fig. 2) ein. Es passiert zuerst eine Flussspatplatte M, vor welcher ein Spalt von schwarzer Pappe sich befand, danach einen Spalt O von den Ausmessungen 1,28 × 9,7 mm und tritt schliesslich durch den Spalt K' in den Zylinder ein. Das Licht trifft hier die Metallschicht unter einem Einfallswinkel von etwa 10^0 und wird reflektiert, bis alles absorbiert worden ist. Der Spalt O hat die Aufgabe, das eintretende Licht abzugrenzen, so dass nur Licht von einer bestimmten Wellenlänge hineingelangt. Der Spalt wird von zwei

halbkreisförmigen, auf beiden Seiten geschwärzten, dünnen Uranglasscheiben gebildet, die von einem dünnwandigen, gleichfalls geschwärzten Kupferzylinder N getragen werden. Der Spalt ist aus

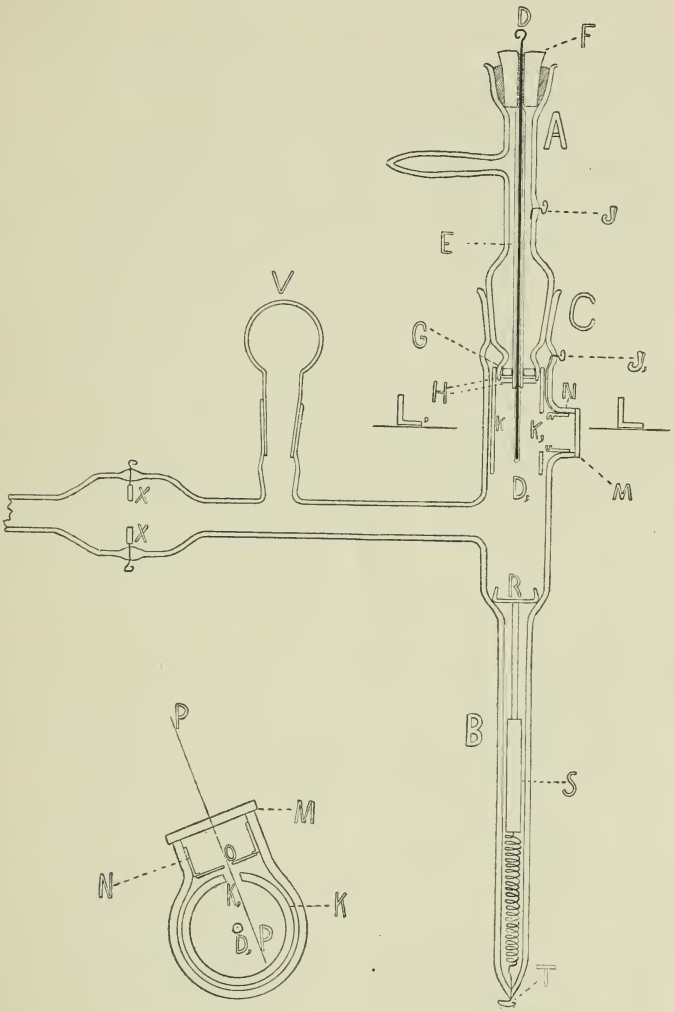

Fig. 1.

Fig. 2.

Uranglas hergestellt worden, um die Einstellung der Zelle auf eine bestimmte Linie mittelst des blossen Auges zu ermöglichen. Auf der Lichtseite war nämlich der Russ von dem Uranglas an einigen Punkten, teils an den beiden Enden und teils an der Mitte des

Spalts, weggenommen worden. Dank der Fluoreszenz von diesen Punkten her kann eine Einstellung sowohl nach der Höhe als nach der Seite hin für eine beliebige Linie vorgenommen werden. Die Spaltanordnung N steht durch einen feinen Draht in leitender Verbindung mit einem eingeschmolzenen Pt-Draht J' (Fig. 1). Die Flussspatplatte M sowie der Bernsteinpfropfen F sind mittelst Kothinsky'schen Zements festgekittet.

R ist eine etwas konische Aluminiumhülse, die genau in den Glaszylinder KK' hineinpasst. R steht durch einen Al-Draht in Verbindung mit einem Eisenzylinder S und dieser wiederum durch eine federnde Kupferleitung mit einem eingeschmolzenen Pt-Draht T. V ist eine Glaskugel, die Phosphorpentoxyd enthielt. Um zu verhindern, dass Phosphorpentoxyd in die Zelle hinabfällt, war in dem Halse der Glaskugel ein Glaswollenpfropf angebracht. XX sind zwei eingeschmolzene Al-Elektroden, die bei der Schichtbildung der Regel nach als Anode angewandt worden sind.

Die in Fig. 1 angegebene Lage hatte die Zelle, während die Schichtbildung vor sich ging. Indessen war der Spalt K' hierbei weggedreht, damit keine Zerstäubung die Flussspatplatte treffen sollte. Wenn die Schicht gebildet ist und untersucht werden soll, wird der Spalt K' in die in Fig. 1 und 2 angegebene Lage gedreht und die ganze Zelle umgedreht, wobei R in Kontakt mit der gebildeten Schicht kommt.

Wie aus der Beschreibung hervorgeht, hat die Anordnung folgende wesentliche Vorteile:

1) Das Versuchsmetall und der Zylinder, auf dem die Schicht ausgefällt wird, können leicht ausgewechselt werden.

2) Die Schicht kann im Innern derselben Versuchszelle gebildet und untersucht werden.

3) Die Schicht wird in Form eines absolut schwarzen Körpers erhalten.

Fig. 3 giebt ein Bild von der ganzen Versuchszelle nebst dazugehörigen Glasverbindungen. Der Glasbehälter Y enthielt geglühte Kokosnusskohle zur Evakuierung der Zelle. K_1 und K_2 sind zwei Präzisionshähne. Der Schliff Z ermöglicht es, die Versuchszelle selbst aus der Verbindung mit den anderen Teilen der Anordnung zu lösen, wenn eine gebildete Schicht untersucht werden soll.

E_1 ist eine P_2O_5-Röhre, durch welche trockene Luft in die Anordnung hineingelassen werden kann. E_2 ist eine ebensolche

Röhre, die mit einem Mac Leodschen Druckmesser in Verbindung steht. Durch K_3 kann Stickstoff und durch K_4 Wasserstoff in den Apparat eingelassen werden. Durch K_5 steht die Anordnung in Verbindung mit einer Ölpumpe, mittelst welcher der Druck auf 0,1 mm hinabgebracht werden konnte.

Der Wasserstoff wurde durch Elektrolyse von destilliertem Wasser, das mit reiner Phosphorsäure angesäuert worden war, erhalten. Das Gas passierte zunächst $CaCl_2$ und blieb dann mindestens 12 Stunden lang in einem P_2O_5 enthaltenden Glasbehälter; danach wurde es in einen anderen Glasbehälter eingelassen, der gleichfalls P_2O_5 enthielt, von wo es portionsweise in die Versuchszelle abgelassen wurde. Alle Verbindungen bestanden aus Glas.

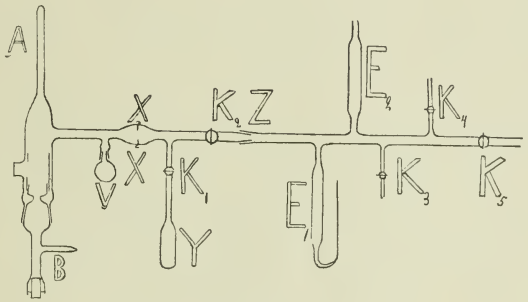

Fig. 3.

Der Stickstoff wurde durch Erhitzen einer Lösung von Ammoniumnitrit erhalten. Das Gas wurde über Wasser aufgesammelt, danach durch konz. H_2SO_4 geleitet und dann, in derselben Weise wie der Wasserstoff, mittelst P_2O_5 getrocknet. Auch hier bestanden alle Verbindungen aus Glas.

Alle Schliffe und Hähne waren mit einer Mischung von Wachs und Vaseline eingefettet. Ausser an der herausnehmbaren lichtelektrischen Zelle waren sämtliche Schliffe und Hähne mit Quecksilberdichtungen versehen.

Als Stromquelle benutzte ich bei der Schichtbildung ein Induktorium mit einem regelmässig arbeitenden Hammerunterbrecher. Das Induktorium wurde mit 20 Volt Spannung gespeist, und die Stromstärke in der Primärleitung betrug in der Regel 3,2 Ampère. Behufs Gleichrichtung des Sekundärstroms hatte ich in die Sekundärleitung eine Funkenstrecke von 1 cm zwischen einer Spitze und einer Platte eingeschaltet. In gewissen Fällen kam als Strom-

quelle bei der Schichtbildung eine Hochspannungsbatterie von 2000 Volt zur Verwendung.

Als Lichtquelle benutzte ich bei den lichtelektrischen Messungen eine Quarz-Quecksilberlampe von Heraeus. Sie wurde mittelst einer Akkumulatorenbatterie von 110 Volt gespeist und brannte andauernd mit einer Polspannung von 85 Volt und einer Stromstärke von 3,2 Ampère. Das Licht der Lampe wurde mittelst eines Quarzspektrographen zerlegt, bei welchem die Optik folgende Konstanten hatte:

Prisma	*Linsen*	
	Kollimatorlinse	Andere Linse
Höhe 4,8 cm.		
Seite 4,2 cm.	Durchmesser 5,8 cm.	6,0 cm.
Brechungswinkel 60°.	Fokaldistanz 49,2 cm. (λ = 589 $\mu\mu$).	52,6 cm.

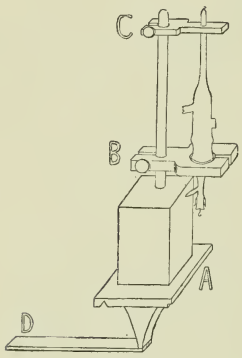

Fig. 4.

Die Linsen waren mit Blenden versehen, die nur eine 3 cm weite Öffnung freiliessen. Ein Absorptionsgefäss[1] o. dgl. behufs Vermeidung langwelligen diffusen Lichtes habe ich nicht angewandt. Die Kollimatorröhre war inwendig mattschwarz sowie mit Blende zur Vermeidung von Reflexion an den Wänden versehen. Die Einfassung der anderen Linse war so kurz, dass dort eine solche Reflexion nicht vorkommen konnte. — Das Prisma war auf Minimaldeviation für λ = 248 $\mu\mu$ eingestellt und die Linsen für dieselbe Wellenlänge fokussiert. Der Kollimatorspalt hatte die Ausmessungen 9,4 × 0,91 mm.

In die Ebene, in welche das Spektrum fiel, war eine optische Bank mit zwei Schlitten eingestellt, von denen der eine an einem Holzgestell die lichtelektrische Zelle, der andere an einem ähnlichen Gestell eine Zelle für Energiemessungen trug. Die optische Bank war mit einer Einteilung versehen, an welcher die Lage der Schlitten abgelesen wurde.

Das Holzgestell, das die lichtelektrische Zelle trug, hatte das Aussehen, wie Fig. 4 es zeigt. *A* ist der Schlitten selbst, der aus Blei bestand. Durch *B* und *C* wird die Zelle festgehalten. *B*

[1] Siehe E. Hagens und H. Rubens, Ann. d. Phys. 8, S. 7, 1902.

wurde von Anfang an eingestellt, um dann nicht mehr verstellt zu werden. *C* musste beim jedesmaligen Einsetzen der Zelle weggenommen werden, wurde aber mittelst Marken stets wieder in seine ursprüngliche Lage gebracht. Bei *C* wurde die Zelle festgekeilt, so dass sie sich nur mit Schwierigkeit drehen liess. *D* trug das Dewargefäss, in welchem der Kokosnussbehälter eingetaucht war.

Bei der Orientierung im Spektrum bediente ich mich der Werte, die von R. Küch und T. Retschinsky[1] angegeben worden sind. Die erhaltene Dispersionskurve war sehr gleichmässig und fein.

Zum Zwecke der lichtelektrischen Strommessung benutzte ich die gewöhnliche Widerstandsmethode. Als Widerstand diente Norman Campbells[2] Mischung von absolutem Alkohol und Xylol. Die Widerstände bestanden aus U-förmigen Röhren, die auf Paraffinklötzen ruhten. Sie haben sich als sehr konstant erwiesen. Für die langsamen Widerstandsänderungen korrigierte ich durch relative Widerstandsbestimmungen, die mit gewissen Zeitintervallen angestellt wurden. Die Korrektion für Temperaturvariationen wurde unter Anwendung der von Campbell angegebenen Temperaturkoeffizienten vorgenommen, die sich auch hier als giltig erwiesen. Die beiden Widerstände, die zur Anwendung kamen, bestimmte ich in absolutem Mass teils mittelst der Kapazitätsmethode, teils mit Hilfe eines empfindlichen Galvanometers.

Die erstere Methode ergab bei $16{,}5^0$ C. $m_1 = 2{,}09 \cdot 10^{10}$ Ohm.
$m_2 = 4{,}30 \cdot 10^{10}$ »
Die andere Methode ergab bei $16{,}5^0$ C. $m_1 = 1{,}94 \cdot 10^{10}$ »
$m_2 = 3{,}96 \cdot 10^{10}$ »

also

$$m_1 = 2{,}02 \cdot 10^{10} \text{ Ohm.}$$
$$m_2 = 4{,}13 \cdot 10^{10} \text{ »}$$

Der Fehler dürfte sich höchstens auf 3—4 % belaufen.

Zur Bestimmung des Potentialunterschiedes zwischen den Enden des Widerstandes benutzte ich ein Dolezalekssches Quadrantelektrometer, dessen Empfindlichkeit in der Regel 230 Skalenteile für 1 Volt Potentialunterschied bei einem Abstande zwischen Spiegel und Skala von 2 m betrug.

Bei den lichtelektrischen Messungen war die Schaltung die in Fig. 5 schematisch angegebene. Die Kathodenschicht *K* war

[1] R. Küch und T. Retschinsky. Ann. d. Phys. **22**, 852, 1906. Siehe auch H. Stiles, Astrophys. Journ. 30. 48, 1909.

[2] Norman Campbell, Phil. Mag. **21**, 301, 1911; **23**, 668, 1912.

mittelst einer Batterie von Normalelementen B von Spindler und Hoyer in Göttingen auf ein Potential von -100 Volt geladen. Dass Sättigungsstrom bei dieser Spannung völlig erreicht war, davon habe ich mich überzeugt. Das Metall A, das während der Schichtbildung Kathode gewesen, ist nun Anode und steht durch den Widerstand R mit der Erde in Verbindung. E ist der Quadrantelektrometer. Alle von K ausgesandten Elektronen werden offenbar auf A angesammelt.

Ausser der Kathodenschicht K selbst waren auch die Spaltvorrichtung N (Fig. 1) sowie die Silberschicht in AC (Fig. 1) mittelst der Pt-Drähte J und J' auf -100 Volt geladen.

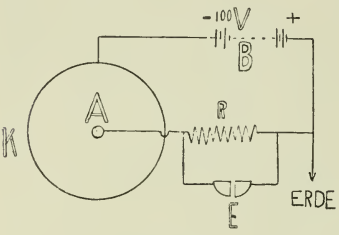

Fig. 5.

Zum Schutze gegen elektrostatische Störungen war die Versuchszelle selbst während der lichtelektrischen Messungen von einem geerdeten eisernen Kasten umgeben, der eine Öffnung für das Licht hatte. Aus demselben Grunde waren Quadrantelektrometer und Widerstand in einem geerdeten Zinkkasten untergebracht. Die Verbindung zwischen der lichtelektrischen Zelle und dem Widerstande verlief bernsteinisoliert im Innern einer geerdeten Messingröhre.

2. Anordnung zur Energiemessung.

Die Energiemessung wurde mittelst einer Eisen-Konstantan-Thermosäule bewerkstelligt, die ich in engem Anschluss an die von E. S. Johansen[1] gegebenen Vorschriften hergestellt hatte. Der Durchmesser des Eisendrahts war 0,05 mm, der des Konstantandrahts 0,1 mm und die Länge der Drähte nahezu 1 cm. Die Mittellötstellen hatten eine Oberfläche von nahezu 1 mm^2 und waren mittelst Kampferrusses geschwärzt. Sie wurden durch Aushämmern der Drähte vor dem Zusammenlöten gebildet. Die Thermosäule hatte neun derartige Lötstellen auf einer Strecke von 9,7 mm. Der Gesamtwiderstand der Thermosäule betrug 15 Ohm. Vor den Mittellötstellen bildeten geschwärzte Uranglasplatten einen Spalt (1,28 × 9,7 mm) auf dieselbe Weise wie bei der lichtelektrischen Zelle.

[1] E. S. Johansen, Ann. d. Phys. 33, 517, 1910.

Die Thermosäule befand sich in einer Glaszelle von dem Aussehen, wie Fig. 6 es zeigt. B bezeichnet die Thermosäule, H die Leitungsdrähte zur Thermosäule, D einen Glasbehälter mit P_2O_5 behufs Verhütung des Rostens des Eisens, E einen Glasbehälter mit geglühter Kokosnusskohle zur vollständigen Evakuierung der Zelle, und F einen dreigängigen Präzisionshahn. Eine Glasplatte C verschloss das eine Ende der Zelle und die Flussspatplatte A das andere. Zwischen A und B waren die Wände mit schwarzer Pappe bekleidet, und vor A befand sich ein Spalt von Pappe, der nur ein kleines Wellenlängengebiet einliess.

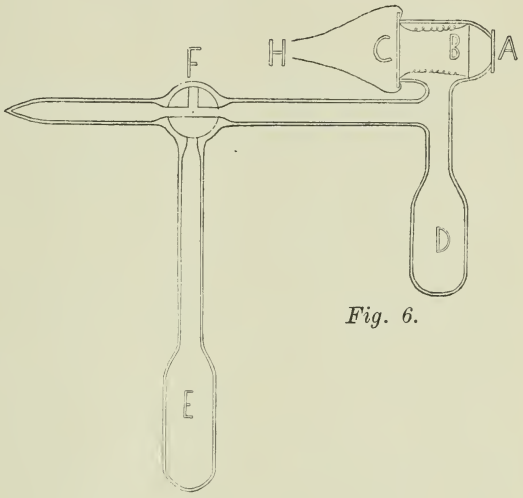

Fig. 6.

Die Zelle war von zur Erde abgeleitetem Stanniol umgeben und sorgfältig mittelst Watte wärmeisoliert. Sie war an einem Holzgestell auf einem der Schlitten der optischen Bank befestigt und wurde nach der Einjustierung am Gestell nicht verrückt.

Der Thermostrom wurde mittelst eines von K. Ångström konstruierten Galvanometers gemessen. Der innere Widerstand desselben betrug bei parallelgeschalteten Rollen 10 Ohm. Bei einem Abstande zwischen Spiegel und Skala von 2,75 m entsprach ein Ausschlag von 1 Skalenteil einem Strom von 10^{-9} Ampère, wenn der erste Ausschlag angewandt wurde. Die Schwingungszeit betrug dann für eine halbe Schwingung etwa 11 Sekunden.

Die Hefnerlampe bewirkte bei dieser Empfindlichkeit des Galvanometers in 1 m Abstand von der Thermosäule einen Ausschlag von 78 Skalenteilen, wenn atmosphärischer Druck um die Thermosäule herum herrschte.

III. Versuchsmethode.

1. Bildung der Schichten.

Der Glaszylinder, auf dem die Schicht ausgefällt werden sollte, wurde sehr sorgfältig gereinigt und danach mehrere Stunden lang auf etwa 300° C. in einem elektrischen Ofen erhitzt. Er wurde schliesslich, noch warm, in die Zelle eingesetzt, die sofort mittelst der Ölpumpe leergepumpt wurde. Hatte die Zelle vorher längere Zeit (über $^1/_2$ Stunde) mit der äusseren Atmosphäre in Berührung gestanden, so wurde jetzt Evakuierung der Zelle mittelst flüssiger Luft bewerkstelligt, worauf die Zelle evakuiert mindestens 12 Stunden hindurch stehen blieb. War die Zelle dagegen mit der äusseren Atmosphäre nur so lange in Berührung gewesen, als zum Auswechseln des Zylinders erforderlich war (etwa 10 Min.), so wurde sie bei 0,1 mm. Druck stehen gelassen, bis die Schicht gebildet werden sollte. Unmittelbar vor Beginn der Schichtbildung wurden stets kräftige Entladungen durch die Zelle zwischen X und R (Fig. 1) geschickt, und zwar, wenn möglich, bei niedrigerem Druck als dem, der bei der Schichtbildung angewandt werden sollte. Die Zelle wurde während dieser Entladungen und nach ihnen mit reinem Gase gespült.

Alle diese Vorsichtsmassregeln wurden getroffen, um von den Glaswänden okkludierte Gase, vor allem Wasserdampf,[1] zu entfernen.

Die Schichtbildung geschah danach nicht ununterbrochen, sondern während kurzer Zeiträume mit bestimmten Pausen. Dies geschah teils, um starke Erhitzung der Zelle zu vermeiden, die eine reichliche Entwicklung von Kohlenwasserstoffen aus Kittmittel und Hahnfett zur Folge gehabt hätte, teils um in den Pausen die Zelle durch Ausspülen von während der Entladung entstandenen Verunreinigungen befreien zu können.

[1] Über das Vorkommen von Wasserdampf im Vakuum siehe z. B. E. Cohnstædt, Ann. d. Phys. 38, 223, 1912.

Die Zerstäubungsperioden betrugen der Regel nach 1/2 Minute. Darauf folgte eine Pause von 3—4 Minuten. Zu Anfang und zu Ende jeder Zerstäubungsperiode wurde der Regel nach der Druck in der Zelle gemessen. Neues Gas wurde im allgemeinen nach 1 1/2 Minuten totaler Zerstäubungszeit hineingespült. Auf diese Weise wurde fortgefahren, bis eine Schicht von gewünschter Dicke zustande gekommen war.

Danach wurde, wenn die Schicht in Stickstoff gebildet worden war, sofort Evakuierung mittelst der Ölpumpe auf etwa 0,1 mm vorgenommen, der Hahn K_2 (Fig. 3) geschlossen und die Versuchszelle selbst mittelst flüssiger Luft und Kokosnusskohle evakuiert. War dagegen die Schicht in Wasserstoff gebildet worden, so wurde zunächst mittelst der Ölpumpe auf etwa 0,1 mm evakuiert, danach Stickstoff bis etwa 50 mm eingelassen und Evakuierung auf etwa 0,1 mm vier verschiedene Male vorgenommen, um auf diese Weise den Wasserstoff zu entfernen und somit während der lichtelektrischen Messung Evakuierung mittelst flüssiger Luft anwenden zu können. Diese ganze Prozedur nahm ungefähr 10 Minuten in Anspruch. Sodann wurde die lichtelektrische Zelle selbst mittelst flüssiger Luft evakuiert.

Während der ganzen Zeit, die die darauffolgende lichtelektrische Untersuchung in Anspruch nahm — in gewissen Fällen mehrere Tage — stand der Kohlenbehälter umgeben von flüssiger Luft.

Während der Schichtbildung war natürlich die Verbindung zwischen dem Kohlenbehälter und der Versuchszelle selbst aufgehoben.

Wurde ein neues Versuchsmetall eingesetzt, so wurde stets zuerst mindestens eine dicke Schicht gebildet, die überhaupt nicht untersucht wurde.

Die verwendete lichtelektrische Zelle ist, ungeachtet recht vieler Kittungen und Schliffe, sehr dicht gewesen. Bei einem Druck von 0,2 mm betrug die Druckzunahme in 24 Stunden höchstens einige Hundertstel Millimeter. Während der hier angewandten kurzen Zerstäubungsperioden ist das Lecken daher ganz unbedeutend gewesen.

Die Gasverunreinigungen, die während der Schichtbildung die grösste Rolle gespielt haben, dürften aus Kohlenwasserstoffen und Wasserdampf, demnächst Sauerstoff und, bei Schichtbildung in

Wasserstoff, auch Stickstoff bestanden haben. Auch dürften wohl Spuren von Quecksilberdämpfen vorgekommen sein.

Aus dem Aussehen der Entladung in der Verengung zwischen Anode und Kathode erhielt man eine recht gute Vorstellung von der Reinheit des Gases.

2. Untersuchung der Schichten.

Bei der ersten lichtelektrischen Messung habe ich genau die Lage des Schlittens bei Einstellung auf jede Linie des Spektrums bestimmt. Es geschah dies durch Aufsuchen der Lagen für den Maximalstrom.

Bei allen folgenden Messungen habe ich mich dieser Einstellungen bedienen können, indem ich stets die Zelle in die gleiche Lage am Gestell brachte. Dies geschah in der Weise, dass ich den Schlitten auf die Stelle einstellte, wo ich vorher Maximalstrom erhalten hatte, und dann die Zelle (ohne den Schlitten zu verrücken) drehte, bis wirklich Maximaleffekt erhalten wurde. Der Kontrolle wegen habe ich indessen stets für zwei weit auseinander liegende Linien die exakte Einstellung auf dieselbe Weise wie bei der ersten Messung bestimmt. Die Serie wurde danach begonnen. Dabei wurde stets von kürzeren Wellenlängen nach längeren hin fortgeschritten, und nach Beendigung der Serie wurde in der Regel eine neue Messung für die kürzeste Wellenlänge gemacht, um sicherzustellen, dass im Laufe der Serie keine Änderung eingetreten war.

Es zeigte sich, dass Einstellungen und Ablesungen mit solcher Genauigkeit geschahen, dass es sich im allgemeinen nicht lohnte, mehr als einmal für jede Linie abzulesen. Unter solchen Umständen nahm eine Serie nur etwa 10 Minuten in Anspruch.

Die Serie selbst wurde nie begonnen, bevor die Lampe mit konstanter Spannung und Stromstärke eine Zeitlang gebrannt hatte und die Intensität demnach konstant geworden war.

Während des Verlaufs der Serie, mindestens zu Anfang und zu Ende derselben, wurden Zeit, Temperatur des Flüssigkeitswiderstandes und Spannung und Stromstärke der Lampe notiert.

Nach jeder Neubildung einer Schicht habe ich mich stets davon überzeugt, dass die Isolierung des Systems $A-R$ (Fig. 5) gut gewesen ist.

Es sei in diesem Zusammenhange auf eine andere denkbare Fehlerquelle hingewiesen. Wie auf S. 14 erwähnt, war die Spaltvorrichtung (N, Fig. 1) auf – 100 Volt geladen. Sie wird von einer ganzen Portion Licht getroffen, und es war nun möglich, dass von derselben Elektronen emittiert wurden, die bis nach D' (Fig. 1) gelangen konnten. Die abgelesene Stromstärke würde solchenfalls zu gross sein. Dass dies indessen nicht der Fall gewesen, geht daraus hervor, dass ich überhaupt keinen Strom erhielt, wenn keine Schicht auf dem Glaszylinder ausgefällt war. Ich hätte ja auch in diesem Falle Ausschläge für die von dem Spalt ausgehenden Elektronen erhalten müssen.

IV. Energiemessungen.

Bei den Energiemessungen habe ich mich nicht wie bei den lichtelektrischen Messungen der bei der ersten Messung für verschiedene Linien gefundenen Einstellungen bedient, da der Schlitten in gewissen Lagen ein wenig locker sass, sondern bei jeder Messung habe ich die optimale Lage für jede Linie aufgesucht. In dieser Lage habe ich stets mindestens 3—4 Ablesungen vorgenommen, die in der Regel um höchstens 2 % von einander abwichen.

Die Energiemessungen bezweckten teils die relative Intensität für die verschiedenen Linien, teils die relative Intensität von der einen lichtelektrischen Serie zu der anderen zu bestimmen. Ersteres war notwendig, um die Ströme für die verschiedenen Linien auf dieselbe Intensität reduzieren zu können, letzteres um die verschiedenen Serien auf dieselbe Intensität reduziert und sie so unter einander vergleichbar zu erhalten.

Die ersteren Messungen wurden stets, um die Genauigkeit so gross wie möglich zu gestalten, mittelst evakuierter Thermozelle ausgeführt. Derartige Messungen wurden in gewissen Zeitabständen während des Verlaufes der Untersuchung angestellt. Es zeigte sich dabei, dass zwar die erhaltenen Werte, infolge des Verrückens der Lampe beim Anzünden, von Serie zu Serie etwas verschieden waren, dass aber die verschiedenen Linien (ausser $\lambda = 254\ \mu\mu$) sich stets um prozentisch dieselben Beträge geändert hatten. Um diese verschiedenen Serien vergleichbar zu erhalten, habe ich sie auf folgende Weise behandelt. Ich habe diejenige ausgewählt, die ich für die beste gehalten, und für jeden Wert in derselben (ausser für $\lambda = 254\ \mu\mu$) das Verhältnis zu dem entsprechenden Wert in einer jeden der übrigen Serien genommen. Danach habe ich für jede Serie den Mittelwert der so erhaltenen Zahlen genommen und mittelst dieses Mittelwertes die Serie reduziert. Die auf diese Weise erhaltenen Werte finden sich in Tab. 1 nebst dem Reduktionsfaktor angegeben. Schliesslich habe ich für jede Linie das Mittel aus diesen Werten (ausser für $\lambda = 254\ \mu\mu$) genommen; es ist in der letzten Spalte der Tabelle aufgeführt, welche Spalte demnach die relativen Intensitäten für die Linien angiebt.

Die Tabelle zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Serien, ausser was $\lambda = 254\ \mu\mu$ betrifft. Dass

Tab. 1.[1]

Wellenlänge $\mu\mu$	Energie							Mittel
313	228	233	—	—	—	—	—	231
303	141	144	—	—	—	—	—	143
297	62,7	63,8	—	—	—	—	—	63,3
280	75,0	74,3	73,9	—	73,0	75,0	74,0	74,2
270	35,7	34,3	—	—	—	—	34,0	34,7
265	106	106	107	—	110	108	108	107,5
254	85,3	83,8	89,2	—	94,0	90,5	96	—
248	52,9	53,6	52,8	52,6	51,3	52,1	52,0	52,5
238	21,7	21,7	22,4	22,4	22,4	22,3	22,5	22,2
230	14,3	14,6	14,4	14,4	14,6	14,3	14,5	14,4
226	—	9,6	9,5	9,7	9,5	9,5	9,5	9,5
219	—	—	—	4,8	—	4,9	4,9	4,9
215	—	—	—	2,5	—	—	2,5	2,5
Red.-Faktor	0,735	0,687	0,776	1,14	0,971	0,815	1,00	

diese Linie eine Abweichung zeigt, beruht darauf, dass sie teilweise umgekehrt ist.

Die Energiemessungen hatten auch den Zweck, die verschiedenen lichtelektrischen Serien unter einander vergleichbar zu machen. Da eine Änderung der Intensität auf alle Linien gleich einwirkt, genügte es ja für diesen Zweck, die Intensität für eine einzige Linie zu messen. Die Linie, deren Intensität ich so gemessen, ist $\lambda = 265\ \mu\mu$ gewesen. Die Messung ist stets bei atmosphärischem Druck in der Thermozelle und in der Regel unmittelbar nach der lichtelektrischen Serie ausgeführt worden.

Um eine Vorstellung davon zu erhalten, wieviel diffuses Licht im Spektrum vorkommt, schaltete ich vor der Thermozelle eine Glimmerplatte von 0,03 mm Dicke ein und führte danach Energiemessungen im Spektrum aus. Es zeigte sich, dass kein sicherer Ausschlag unterhalb 280 $\mu\mu$ erhalten werden konnte. Dass auch das kurzwellige diffuse Licht, das im Spektrum vorhanden ist, sehr unbedeutend ist, ergab sich deutlich aus den lichtelektrischen Messungen in der Nähe der oberen Empfindlichkeitsgrenze.

In Tab. 1 dürfte sich daher die Intensität des diffusen Lichtes auf höchstens einige Zehntel Skalenteile belaufen. Es beeinflusst somit das Messungsresultat in nennenswertem Grade erst bei 219 und 215 $\mu\mu$.

[1] Für $\lambda = 215$ und 219 $\mu\mu$ ist die Wellenlänge durch Extrapolation aus der Dispersionskurve bestimmt worden.

V. Ergebnisse der lichtelektrischen Messungen.

1. Über die Definierbarkeit der Zerstäubungsschichten sowie die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von verschiedenen Verhältnissen während der Schichtbildung.

Bei einer ganzen Reihe lichtelektrischer Untersuchungen sind, wie oben erwähnt, Zerstäubungsschichten zur Anwendung gekommen. Es hat sich dabei gezeigt, dass die erhaltenen Resultate zwar qualitativ, nicht aber quantitativ reproduzierbar gewesen sind.[1] Eine genauere Untersuchung über die Definierbarkeit der Schichten und über die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von verschiedenen Verhältnissen während der Schichtbildung ist indessen bisher nicht angestellt worden.

Die folgenden Tabellen sind, sofern nicht anders angegeben, mit einander vergleichbar. Die Ströme sind nicht auf dieselbe Intensität für verschiedene Wellenlängen reduziert, sondern gelten für die in Tab. 1. angegebenen Intensitäten.

Die Empfindlichkeit der Schicht ist nach der Bildung nicht konstant, sondern nimmt, anfangs rasch, dann langsamer, zu und wird schliesslich konstant. Diese Konstantwerte sind es, die im Folgenden verglichen werden.

Als Versuchsmetall habe ich Gold[2] benutzt, das zu diesem Zwecke viel geeigneter ist als Platin, teils weil es leichter zerstäubt, und ferner, weil es bedeutend rascher seinen Konstantwert erreicht.

Die Schichten wurden anfangs in Stickstoff gebildet, damit Evakuierung mittelst flüssiger Luft zur Anwendung kommen konnte. Der Stickstoff ist ja auch relativ beständig. Da die Schichten am schönsten erschienen, wenn sie bei relativ niedrigem Druck, etwa 0,1 mm, gebildet wurden, wandte ich anfangs diesen Druck an. Unter diesen Umständen erwies es sich als ganz unmöglich, die-

[1] Siehe J. Robinson, Phil. Mag. 25, 115, 1913 und P. H. Dike, Phys. Rev. 34, 459, 1912.

[2] Das Material wurde rein von Juwelier K. G. Markström, Uppsala, erhalten.

selbe Empfindlichkeit wiederzuerhalten, wenn ich Schicht nach Schicht auf völlig dieselbe Weise bildete. Vielmehr wurde die Empfindlichkeit immer geringer. Ganz besonders gering wurde sie, wenn kräftige Entladungen vor der Schichtbildung durch die Versuchszelle hindurchgeschickt wurden. Liess ich dagegen die Zelle vor der Schichtbildung eine Zeitlang mit der äusseren Atmosphäre in Verbindung stehen, so war die danach gebildete Schicht sehr empfindlich. Die Empfindlichkeit wurde demnach um so geringer, je grösser die Reinheit des Gases war; es mussten also Verunreinigungen vorhanden sein, die stark erhöhend auf die Empfindlichkeit wirkten.

Die Verunreinigungen, die hierbei in erster Linie in Frage kommen konnten, waren Sauerstoff und Wasserdampf. Um den Einfluss des ersteren zu untersuchen, bildete ich eine Schicht in Luft. Diese zeigte indessen ungefähr dieselbe Empfindlichkeit wie eine soeben vorher in Stickstoff gebildete. Der Sauerstoff konnte demnach hierbei keine Rolle spielen.

Um den Einfluss des Wasserdampfes auf die Schichtempfindlichkeit zu prüfen, brachte ich an der Zellwand einen kleinen Wassertropfen an, spülte die Zelle wie gewöhnlich mit reinem Gas aus und bildete eine Schicht ohne vorhergehende Entladungen. Die Schicht war nun sehr empfindlich. Um zu zeigen, einen wie grossen Einfluss der Wasserdampf ausüben konnte, gebe ich in Tab. 2 die Werte einerseits für eine auf die eben angegebene Weise gebildete Schicht *B*, andererseits für eine nach kräftigen Entladungen gebildete Schicht *A* wieder. Tab. 2 ist nicht mit den folgenden Tabellen streng vergleichbar.

Tab. 2.

Stickstoff 0,1 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom Ampère 10^{-13}	
	A	B
215	23	36
219	39	61
226	57	97
230	66	125
238	59	140
248	44	184
254	29	219
265	0,9	87

Die Empfindlichkeit ist, besonders für grössere Wellenlängen, bedeutend grösser, wenn Wasserdampf anwesend ist. Obwohl die Empfindlichkeit so verschieden war, konnte eine Verschiedenheit im Aussehen der Schichten nicht entdeckt werden.

Um die Schichten definierbar zu erhalten, war es offenbar notwendig, alle Spuren von Wasserdampf wegzuschaffen. Zu diesem Zwecke liess ich die Zelle lange Zeit mittelst flüssiger Luft evakuiert stehn, nahm kräftige Entladungen vor und stellte ausserdem bedeutend dickere Schichten her, als es bisher der Fall gewesen war. Hierdurch wurde zwar die Empfindlichkeit noch weiter vermindert, es schien aber unmöglich, eine untere Grenze zu erreichen.

Ich dachte mir nun, dass die Variationen der Empfindlichkeit möglicherweise auf einem verschiedenen Grade von Nitridbildung beruhen und dass auch Spuren von Wasserdampf beträchtlich auf diese Nitridbildung einwirken könnten. War das der Fall, so mussten konstantere Verhältnisse durch Anwendung eines beständigeren Gases erhalten werden. Ich stellte daher die Schichten in Wasserstoff her. Die Schichten wurden fortgesetzt bei 0,1 mm Druck gebildet. Die Empfindlichkeit war nun etwas grösser als bei in Stickstoff gebildeten Schichten. Es war aber andauernd unmöglich, die Schichten bestimmt definiert zu erhalten.

Ich ging nun schliesslich dazu über, die Schichten in Wasserstoff bei höherem Druck, etwa 0,5 mm zu bilden. Bei höherem Druck mussten natürlich kleine Verunreinigungen relativ geringeren Einfluss ausüben als bei niedrigerem Druck. Es zeigte sich nun erstens, dass die Empfindlichkeit bei diesem Druck bedeutend grösser ausfiel, sowie zweitens, dass man ohne Schwierigkeit fast die identisch gleiche Empfindlichkeit bei Schicht nach Schicht wiedererhielt. Was das Aussehen der Schichten betrifft, so war kein Unterschied wahrzunehmen, wenn sie bei etwa 0,5 mm oder etwa 0,1 mm Druck gebildet worden waren. In beiden Fällen waren sie in der Durchsicht schön grün und zeigten in reflektiertem Licht schönen Goldglanz.

Tab. 3 enthält die Werte teils für die letzte bei niedrigem Druck gebildete Schicht, teils die Werte für drei unmittelbar danach bei höherem Druck gebildete Schichten. Die Zunahme der Empfindlichkeit bei Übergang von niedrigerem zu höherem Druck ist ja beträchtlich besonders für grössere Wellenlängen. Sie beruht vermutlich, wenigstens zu grossem Teil, darauf, dass bei dem höheren Druck Verunreinigungen eine geringere Rolle spielen. Die

Verunreinigung, die hier in Betracht kommen kann, ist natürlich nicht Wasserdampf, denn dieser wirkt ja dem Obigen gemäss in entgegengesetzter Richtung, sondern wahrscheinlich Kohlenwasserstoffe[1] und möglicherweise auch Sauerstoff und Stickstoff. Teilweise beruht die Empfindlichkeitssteigerung vielleicht mehr direkt auf der Verschiedenheit des Drucks und der dadurch bedingten Verschiedenheit der Entladung.

Tab. 3.

Wasserstoff.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom Ampère 10^{-13}			
	Schichtbildungsdruck			
	0,11 mm	0,43 mm	0,49 mm	0,49 mm
215	32,5	63,3	60,2	63,4
219	51,0	108	106	108
226	75	183	178	183
230	88	240	236	243
238	84	293	282	289
248	74	412	396	413
254	61	522	518	523
265	3,2	234	231	236
270		—	43,1	44,0
280		7,6	7,6	7,3

Ein Vergleich zwischen den drei letzten Spalten in Tab. 3 zeigt, dass die Schichten bei ungefähr 0,5 mm Druck sehr gut definierbar sind. Die vorkommenden Abweichungen betragen in der Regel kaum ein paar Prozent.

Ich ging nun dazu über, die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von gewissen Verhältnissen während der Schichtbildung zu untersuchen. Zunächst nahm ich eine gründliche Reinigung der Versuchszelle vor, die eine längere Zeit hindurch ununterbrochen angewandt worden war. Beruht die höhere Empfindlichkeit bei dem

[1] Von Kohlenwasserstoffen als Verunreinigung habe ich bisher keinen Anlass gehabt zu sprechen. Solche sind natürlich auch im Vorhergehenden überall anwesend gewesen und haben die Empfindlichkeit beeinflusst, aber es ist wohl wahrscheinlich, dass sie, wenn ich bei demselben Druck arbeitete, in ungefähr derselben Menge in verschiedenen Fällen anwesend gewesen sind und demnach keinen direkten Einfluss auf die gefundenen Variationen der Empfindlichkeit bei diesem Druck ausgeübt haben.

höheren Druck, wie oben angenommen wurde, darauf, dass Verunreinigungen bei diesem Druck weniger während der Schichtbildung einwirken, so wäre ja zu erwarten, dass die Empfindlichkeit nach der Reinigung grösser wäre als vorher. Das erwies sich denn auch als zutreffend. Ich gebe in der dritten Spalte (0,46 mm) von Tab. 4 die Werte für die zuerst gebildete Schicht wieder. Ver-

Tab. 4.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom Ampère 10^{-13}		
	Schichtbildungsdruck		
	0,32 mm	0,46 mm	1,1 mm
215	61,0	60,5	62,3
219	113	112	117
226	193	191	208
230	256	256	280
238	312	318	346
248	435	447	495
265	275	293	323
270	54,3	58,1	71,1
280	11,0	14,0	21,7

gleicht man diese Werte mit den in Tab. 3 angeführten, so findet man, dass die Empfindlichkeit nun etwas grösser ist. Diese Empfindlichkeit habe ich später bei diesem Druck regelmässig wiedererhalten.

In Tab. 4 finden sich auch die Werte für zwei andere Schichten angeführt, die eine gebildet bei 0,32 mm, die andere bei 1,1 mm Druck. Man sieht, dass die Empfindlichkeit, wenigstens wenn man nicht zu sehr niedrigen Drucken übergeht, fast unabhängig von dem Druck während der Schichtbildung ist; doch findet man eine kleine, aber deutliche Zunahme mit dem Druck. Die Ursache hierfür ist wahrscheinlich die, dass die Verunreinigungen (die Kohlenwasserstoffe) um so weniger einwirken, je höher der Druck ist.

Alle bisher angeführten Schichten sind mittelst Induktorienstroms gebildet worden, und die Stromstärke im Primärkreise ist stets 3,2 Ampère gewesen. Ich habe indessen auch die Stromverhältnisse variiert, um zu sehen, was dies für einen Einfluss auf die Empfindlichkeit hat. Ich habe so eine Schicht mittelst Induktorienstroms unter Anwendung einer Primärstromstärke von 2,5

Ampère[1] sowie eine mittelst Gleichstroms von 3,4 Milliampère gebildet. Die Werte sind in Tab. 5 mit den zuvor mittelst eines Primärstroms von 3,2 Ampère erhaltenen zusammengestellt. Zu erwähnen ist, dass die Schicht, die dem Strome von 2,5 Ampère entspricht, vor der Reinigung der Zelle gebildet wurde, und dass man daher für diese Schicht etwas geringere Werte als für die anderen zu erwarten hat. Berücksichtigt man dies, so lässt sich aus Tab. 5 der Schluss ziehen, dass die Empfindlichkeit, wenigstens innerhalb enger Grenzen, unabhängig von einer Änderung der Primärstromstärke ist. Sie ist ferner vollständig unabhängig davon, ob Induktorienstrom oder Gleichstrom bei der Schichtbildung zur Anwendung kommt.

Tab. 5.

Druck 0,5 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom Ampère 10^{-13}		
	Induktorienstrom		Gleichstrom
	3,2 Amp.	2,5 Amp.	3,4 M. Amp.
215	60,5	61,8	61,4
219	112	108	112
226	191	186	197
230	256	245	265
238	318	298	321
248	447	431	456
265	293	263	277
270	58,1	50,6	59,5
280	14,0	7,8	13,3

In Tab. 6 gebe ich in der zweiten Spalte die Werte wieder, die über den Einfluss Auskunft geben sollen, welchen bei diesem Druck Spuren von Wasserdampf auf die Empfindlichkeit haben. Der Wasserdampf ist in die Versuchszelle dadurch hineingekommen, dass ich mit einem mit Spiritus angefeuchteten Leinenläppchen die Zerstäubung wegwischte, die sich auf den Zellwänden oberhalb des Zylinders *KK* (Fig. 1) abgesetzt hatte. Es ist also nicht reines Wasser, das eingeführt wurde. Mit Rücksicht auf zuvor für Wasser

[1] Die Zerstäubungsgeschwindigkeit war hierbei ungefähr halb so gross als bei Anwendung von 3,2 Ampère.

gewonnene Erfahrungen habe ich aber geglaubt, den nachgewiesenen Einfluss hauptsächlich auf das Konto des Wassers setzen zu dürfen. Bevor die Schicht gebildet wurde, schaffte ich durch Evakuierung mittelst flüssiger Luft und durch kräftige Entladungen den grösseren Teil des eingeführten Wassers weg.

Vergleicht man die zweite und die dritte Spalte in Tab. 6, so findet man, dass der Wasserdampf die Empfindlichkeit recht bedeutend steigert. Zu bemerken ist indessen, dass der Wasserdampf sonst in keinem Falle einen so grossen Einfluss bei diesem Druck gezeigt hat wie hier. Auf die Ursache des grösseren Einflusses in diesem Falle komme ich später zurück.

Tab. 6.

Druck 0,5 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom Ampère 10^{-13}		
	Wasserstoff		Stickstoff
	Feucht	Trocken	
215	69,0	60,5	11,2
219	131	112	14,2
226	240	191	13,0
230	325	256	9,6
238	408	318	2,7
248	602	447	
254	650	580	
265	399	293	
270	92,1	58,1	
280	30,6	14,0	

In der letzten Spalte der Tab. 6 gebe ich auch die Werte für eine in Stickstoff gebildete Schicht wieder. Die Empfindlichkeit ist sehr unbedeutend, sogar von einer anderen Grössenordnung als für die in Wasserstoff gebildeten. Die Schicht zeigte auch in reflektiertem Licht einen bedeutend dunkleren Glanz als die anderen. Es ist klar, dass, da ja die Empfindlichkeit bei Schichtbildung in Stickstoff so unbedeutend ist, Stickstoffverunreinigungen im Wasserstoff eine Verminderung der Empfindlichkeit bewirken müssen.

Ich erwähnte oben, dass ich bei 0,5 mm Druck in Wasserstoff stets dieselbe Empfindlichkeit erhalten habe. Dies ist auch unter reinen Verhältnissen stets der Fall gewesen, ausgenommen ein ein-

ziges Mal bei zwei nacheinander gebildeten Schichten. Schon während der Bildung dieser Schichten machte es sich bemerkbar, dass die Verhältnisse nicht völlig normal waren. Während in gewöhnlichen Fällen die Druckabnahme[1] bei der Schichtbildung pro Minute etwa 0,07 mm betrug, belief sie sich hier auf etwa 0,2 mm. Welches der Anlass für diese Verschiedenheit gewesen, habe ich nicht ausfindig machen können. In Tab. 7 habe ich die Werte für diese beiden Schichten (Spalten 3 und 4) nebst den unter normalen Verhältnissen erhaltenen Werten (Spalte 2) angeführt.

Tab. 7.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom Ampère 10^{-13}		
	Druckabnahme		
	0.07 mm	0,17 mm	0,20 mm
215	60,5	69,0	—
219	112	130	124
226	191	229	224
230	256	311	302
238	318	394	390
248	447	602	599
254	580	830	831
265	293	509	536
270	58,1	117	124
280	14,0	69,0	82,2

Eigentümlich ist, dass für diese beiden Schichten die Werte so gut unter einander übereinstimmen, sich aber so beträchtlich von den gewöhnlich erhaltenen unterscheiden. Auffällig ist auch, dass die Schichten, die unmittelbar vor und nach diesen beiden gebildet wurden, vollkommen normale Empfindlichkeit hatten. Es scheint also, als wenn eine gewisse Abneigung gegen die Ausbildung von Schichten mit einer zwischenliegenden Empfindlichkeit bestände.

Vergleicht man die hier erhaltene Empfindlichkeitssteigerung mit derjenigen, die als Folge der Einwirkung des Wasserdampfes erhalten wurde (Tab. 6), so findet man, dass die Steigerung hier sich bedeutend stärker für grössere Wellenlängen geltend macht als in dem anderen Falle.

[1] Das Entladungsvolumen war ungefähr 200 cm³.

Ein Umstand, der in hohem Grade auf die Definierbarkeit der Schicht einzuwirken scheint, ist folgender. Während der Entladungen, die der Schichtbildung vorausgegangen sind, und während der Schichtbildung selbst ist auch die Aluminiumanode (*X*, Fig. 1) zerstäubt worden, und ein dünner oxydierter Aluminiumbeschlag hat sich auf den Glaswänden zwischen Anode und Kathode, sowie um die Anode herum gebildet. Hatte nun die Zelle, nachdem ein solcher Beschlag gebildet worden, längere Zeit in Berührung mit der Luft gestanden, so erwies es sich später als ganz unmöglich, wohldefinierte Schichten zu erhalten. In der Regel war die Empfindlichkeit geringer als die gewöhnliche geworden. Ausserdem aber konnte sie auch von Schicht zu Schicht recht sehr variieren. Erst nach Reinigung der Zelle erhielt ich die normalen Verhältnisse wieder. Die Erscheinung erklärt sich daraus, dass die Schicht in Berührung mit der Luft Gas durch Absorption und chemische Bindung aufnimmt, und dass diese Gase dann unter dem Einfluss des positiven Glimmlichtes entfernt werden, obwohl dies äusserst langsam geschieht.

Als oben auf S. 28 der Einfluss des Wasserdampfes auf die Empfindlichkeit behandelt wurde, wies ich darauf hin, dass eben in dem angeführten Falle die Wirkung des Wasserdampfes besonders gross war. Meines Erachtens beruht dies nun eben darauf, dass in diesem Falle um die Anode herum sich ein Aluminiumbeschlag fand, der Wasserdampf während der Zeit (höchstens $^1/_2$ Stunde), in welcher solcher in der Zelle vorhanden war, stark aufnahm. In Wirklichkeit wurde ich, ungeachtet Evakuierung und kräftiger Entladungen, hier von Wasserdampf unabhängig, erst nachdem ich drei Schichten gebildet hatte. Unmittelbar nach einer gründlichen Reinigung, wo ja auch reichlich Wasserdampf in der Zelle anwesend sein muss, habe ich dagegen, nach Evakuierung mit flüssiger Luft und kräftigen Entladungen, die normale Empfindlichkeit schon bei der ersten Schicht erhalten.

Die Zerstäubungsschicht, die von der Kathode her während der Schichtbildung sich auf den Zellwänden absetzte, habe ich beim Austauschen des Zylinders mit einem trockenen Leinenläppchen abgewischt. Die Zelle selbst (*AB* Fig. 1) ist somit in der Regel frei von Zerstäubungsschichten gewesen.

Zur Erlangung lichtelektrisch wohldefinierter Schichten ist es offenbar wichtig, soviel als möglich alte Schichten auf den Zellwänden zu vermeiden, oder wenigstens zu vermeiden, dass diese

alten Schichten während längerer Zeit mit fremden Gasen in Berührung kommen.

Fassen wir kurz die Ergebnisse zusammen, zu denen wir im Vorhergehenden gelangt sind, so sind es folgende.

1. Wenn die Schichtbildung bei niedrigem Druck (etwa 0,1 mm) vor sich gegangen ist, so hat es sich sowohl in Wasserstoff als in Stickstoff als unmöglich erwiesen, wohldefinierte Schichten zu erhalten.

2. Bei höherem Druck (etwa 0,5 mm) in Wasserstoff sind dagegen sehr gut definierte Schichten erhalten worden. In der Nähe dieses Druckes ist die Empfindlichkeit fast unabhängig von dem Druck (steigt unbedeutend mit dem Druck an), unabhängig von der Stromstärke in der Primärleitung des Induktoriums (innerhalb enger Grenzen), sowie unabhängig davon, ob Induktorienstrom oder Gleichstrom bei der Schichtbildung angewandt wurde.

3. Gegenwart von Spuren von Wasserdampf während der Schichtbildung steigert die Empfindlichkeit bedeutend, besonders bei niedrigen Drucken. Spuren von Kohlenwasserstoffen dagegen setzen die Empfindlichkeit herab, und zwar um so mehr, je geringer der Druck ist.

Infolge der genauen Definierung, die dem Obigen gemäss mit Zerstäubungsschichten erhalten werden kann, dürften diese sich sehr gut für viele lichtelektrische Messungen, besonders relative, eignen. Eine solche relative Messung ist im Folgenden ausgeführt worden, nämlich eine Bestimmung der Eindringungstiefe bei dem lichtelektrischen Effekt.

Dass Wasserdampf eine gewisse Rolle für den lichtelektrischen Effekt spielt, ist bereits von einigen Forschern nachgewiesen worden.[1] Sie haben indes unter so ganz anderen Verhältnissen gearbeitet als ich, dass die erhaltenen Resultate kaum mit den meinigen vergleichbar sind. Sie haben gewöhnliche Metalle bei atmosphärischem Druck untersucht und dabei gefunden, entweder dass Feuchtigkeit in dem umgebenden Gase die Empfindlichkeit des Metalls vermehrt (Ullman), oder dass die Feuchtigkeit die Abschwächung der Empfindlichkeit hindert, die sonst bei atmosphärischem Druck stets aufzutreten pflegt (Becker).

[1] E. Ullman, Ann. d. Phys. 32, 1, 1910; A. Becker, Sitz.-Ber. d. Heidelb. Ak. d. Wiss. A., 4:te Abh., 1912.

2. Über die Empfindlichkeitsänderungen bei Zerstäubungsschichten.

Im vorigen Abschnitt beschäftigten wir uns ausschliesslich mit der konstanten Empfindlichkeit bei verschiedenen Schichten und ihrer Abhängigkeit von verschiedenen Faktoren. Im Folgenden wollen wir nun die Empfindlichkeitsänderungen untersuchen, die bei einer Schicht nach der Neubildung vorkommen, sowie die Abhängigkeit dieser Veränderungen von verschiedenen Faktoren.

Alle lichtelektrischen Messungen bei dieser Untersuchung sind, sofern nicht anderes besonders erwähnt wird, unter Anwendung einer etwas geschrammten Flussspatplatte (*M*, Fig. 1) an der lichtelektrischen Zelle ausgeführt worden, während die Flussspatplatte an der Thermozelle vollkommen fehlerfrei gewesen ist. Die Schrammen haben natürlich die in die lichtelektrische Zelle eintretende Energie vermindert, und es war nicht a priori sicher, dass diese Verminderung prozentisch die gleiche für verschiedene Wellenlängen war. Ich habe indessen mit einer fehlerfreien Platte einige lichtelektrische Messungen vorgenommen, über die ich weiter unten berichten werde, und aus denen hervorgeht, dass die Energieverminderung prozentisch dieselbe für verschiedene Wellenlängen ist, ausgenommen möglicherweise für 215 und 219 $\mu\mu$. Ich habe daher im Folgenden mir erlaubt, die erhaltenen Stromwerte auf dieselbe absorbierte Energie unter Anwendung der in Tab. 1 angegebenen Energiewerte zu reduzieren. Als Einheit habe ich dabei eine Energie gewählt, entsprechend in Tab. 1 einem Ausschlag von 10 Skalenteilen.

Im nachstehenden teile ich zuerst einige an Gold angestellte Beobachtungen betreffs der Empfindlichkeitsveränderungen im allgemeinen und ihrer Abhängigkeit von einigen Faktoren mit, und gehe danach dazu über, die Empfindlichkeitsveränderungen für Schichten aus verschiedenen Metallen, die unter denselben Verhältnissen gebildet sind, mit einander zu vergleichen.

Die erstgenannten Beobachtungen gelten hauptsächlich für in Wasserstoff gebildete Goldschichten; sie gelten aber auch, wenigstens qualitativ, für in Stickstoff bei 0,1 mm Druck gebildete Goldschichten. Die Schichten sind, sofern nichts anderes besonders erwähnt ist, so dick gewesen, dass alles Licht absorbiert wurde.

Tab. 8.

Au. Wasserstoff 0,5 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom pro Einheit abs. Lichtenergie. Ampère 10^{-13}				Steigerung des Effekts	
	Alter der Schicht					
	3/4 St.	3 1/4 St.	21 3/4 St.	45 St.	Absolut	Proz.
215	208	236	240	240	32	15
219	180	211	216	215	35 (36)	19
226	148	180	188	184	36 (40)	24
230	125	154	164	158	33 (39)	26
238	89,3	122	127	126	37 (38)	41
248	45,4	70,0	75,2	73,8	28 (30)	63
265	6,0	18,1	21,5	21,2	15	250
280	0,2	0,5	1,0	1,1	1	900

Der allgemeine Verlauf der Empfindlichkeitsveränderungen bei reinen Verhältnissen geht aus Tab. 8 hervor. Die Empfindlichkeit wächst mit der Zeit anfangs rasch, dann langsamer und bleibt schliesslich eine längere Zeit hindurch konstant. In diesem Falle ist die Empfindlichkeit praktisch genommen konstant nach etwa 5 Stunden. Die prozentische Zunahme der Empfindlichkeit ist bedeutend grösser für längere als für kürzere Wellenlängen (s. die letzte Spalte in Tab. 8). Die absolute Empfindlichkeitszunahme für die absorbierte Energieeinheit wächst dagegen mit abnehmender Wellenlänge und bleibt von 238 $\mu\mu$ einschl. an praktisch konstant, was aus der vorletzten Spalte der Tabelle hervorgeht. Die in Klammern eingeschlossenen Zahlen gelten für das Alter 21 3/4 Stunden; die ohne Klammern für 45 Stunden.

Nachdem die Empfindlichkeit eine Zeitlang konstant gewesen, beginnt sie wieder zu sinken (aus der Tabelle nicht ersichtlich). Dieses Sinken beginnt stets zuerst für kurze Wellenlängen. In einigen Fällen, wo die Empfindlichkeitsveränderungen sehr rasch verlaufen, habe ich daher eine Abnahme der Empfindlichkeit für kurze Wellenlängen und gleichzeitig eine Zunahme der Empfindlichkeit für längere konstatieren können. — Bei dieser Abnahme der Empfindlichkeit durchläuft die Schicht nicht wieder die vorher bei der Empfindlichkeitssteigerung passierten Stadien, sondern die Empfindlichkeit für kürzere Wellenlängen ist nun stets relativ geringer.

Den oben angedeuteten allgemeinen Verlauf der Empfindlichkeitsveränderungen findet man stets unter allen möglichen verschiedenen Verhältnissen wieder. Was sich mit den Verhältnissen ändert, ist der Hauptsache nach nur die Geschwindigkeit, mit welcher die verschiedenen Stadien durchlaufen werden.

Ich habe so gefunden, dass Schichten, die in trockenem Wasserstoff bei 0,1 mm Druck gebildet worden sind, ungefähr 20 Stunden brauchen, um konstante Empfindlichkeit zu erreichen; sind sie bei 0,5 mm Druck gebildet worden, ungefähr 5 Stunden (s. Tab. 8) oder, bei noch reineren Verhältnissen, 2—3 Stunden. Man sieht also, wenn man diese Resultate mit den im vorigen Kapitel angeführten vergleicht, dass die Empfindlichkeitsveränderungen überhaupt langsamer von statten gehen, wenn die Empfindlichkeit geringer ist.

Tab. 9.

Schichtdicke 10^{-7} cm.
Au. Wasserstoff 0,6 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom Ampère 10^{-13}		
	Alter der Schicht		
	50 M.	1 St. 20 M.	4 St.
215	56	43	27
219	75	57	34
226	95	76	46
230	104	87	48
238	114	89	50
248	126	99	57
254	128	101	57
265	101	82	46
270	57	48	32
280	28	34	21

Dies gilt auch betreffs des Einflusses des Wasserdampfes. Der Wasserdampf steigert die Empfindlichkeit der Schicht, und ich habe gefunden, dass er die Geschwindigkeit der Empfindlichkeitsänderungen beträchtlich vermehrt. So erreicht eine in Gegenwart von Wasserdampf bei 0,1 mm Druck gebildete Schicht ihre Maximalempfindlichkeit nach 3—4 Stunden (gegenüber 20 Stunden

ohne Wasserdampf). Ist die Schicht bei 0,5 mm Druck gebildet, so hat sie ihre maximale Empfindlichkeit bereits nach etwa 1 Stunde erreicht, und die Empfindlichkeit beginnt recht bald wieder zu sinken.

Besonders rasch verlaufen die Geschwindigkeitsänderungen bei sehr dünnen Schichten. Ich gebe ein Beispiel für einen solchen Fall in Tab. 9. Hier habe ich nicht die Werte auf dieselbe Energie reduziert. Die Tabelle zeigt, dass Maximalempfindlichkeit für alle Wellenlängen, ausser für 280 $\mu\mu$, schon nach 50 Min. erreicht ist, und dass die Empfindlichkeit dann rasch abnimmt. Für 280 $\mu\mu$ nimmt die Empfindlichkeit noch nach 1 Stunde und 20 Min. zu, beginnt dann aber auch zu sinken. Die Abnahme zeigt ungefähr denselben prozentischen Betrag für alle Wellenlängen. Die Abnahme der Empfindlichkeit geht demnach auf eine ganz andere Weise, quantitativ gesehen, von statten als die Empfindlichkeitssteigerung.

Da die dünnen Schichten sich auf ganz dieselbe Weise verhalten wie in Gegenwart von Wasserdampf gebildete dicke Schichten (wobei die Verhältnisse bei dünnen Schichten jedoch stärker ausgeprägt sind), so liegt es nahe sich zu denken, dass die rasche Empfindlichkeitsänderung bei den dünnen Schichten eben auf Wasserdampf beruht. Es ist allerdings wahr, dass ich bei der Bildung der dünnen Schichten die Anordnung in besonders hohem Grade frei von Wasserdampf gehalten habe, es ist aber klar, dass auch die geringsten Spuren von Wasserdampf an dem Glaszylinder (KK' Fig. 1) sich bei sehr dünnen Schichten stark geltend machen müssen.

Ich gehe nun dazu über, die Empfindlichkeitsänderungen bei Schichten einiger verschiedenen Metalle zu vergleichen, die in trockenem Wasserstoff bei 0,6 mm Druck gebildet wurden. Das Material (ausser Gold[1]) wurde rein von Kahlbaum in Form von 0,1 mm dicken Blechen erhalten, die dann zu einem Hohlzylinder von 26 mm Länge und 1,6 mm Durchmesser zusammengebogen wurden. Wismut verwendete ich indessen in Form eines massiven Zylinders von 21 mm Länge und 3,5 mm Durchmesser. Für jedes Metall verfolgte ich den Verlauf der Empfindlichkeitsänderungen bis zum Konstantwerte hinauf; danach liess ich Stickstoff zur Schicht hinzutreten, auf dieselbe Weise, wie wenn die Zelle nach der Schicht-

[1] Betreffs des Goldes siehe S. 22.

bildung von Wasserstoff reingespült wurde (siehe S. 17), unmittelbar danach bestimmte ich die Empfindlichkeit und verfolgte schliesslich die darauf eintretenden Empfindlichkeitsänderungen, bis wieder Konstanz erhalten wurde. Auf diese Weise sind Schichten von Au, Pt, Ag, Cu und Bi untersucht worden. In Tab. 10 und 11 gebe ich die Resultate für Pt und Bi wieder, die in gewissem Grade zwei verschiedene Typen repräsentieren. Angeführt werden nur die Anfangsempfindlichkeit, die Konstantempfindlichkeit, die Empfindlichkeit nach Einlassen des Gases und die danach erhaltene Konstantempfindlichkeit. Diese zwei letzten Wertreihen stehen in Doppelspalten, die die Überschrift »Gas eingelassen» tragen; die Zahlen über diesen Spalten geben die Zeit an, die nach der Evakuierung verflossen ist. Ausserdem gebe ich in der Spalte Δ_1 die Empfindlichkeitszunahme vom Anfangswert bis zum Konstantwert, sowie in der Spalte Δ_2 die Empfindlichkeitsabnahme infolge des Einlassens des Stickstoffs an.

Die Tabellen zeigen, dass die Empfindlichkeit bei beiden Metallen unmittelbar nach der Schichtbildung ansteigt, dass sie sinkt, wenn Stickstoff mit den Schichten in Berührung kommt, dass sie

Tab. 10.[1]

Pt.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom pro Einheit abs. Energie. Ampère 10^{-13}				Δ_1	Δ_2
	Schichtalter		Gas eingelassen			
	50 M.	15 St.	20 M.	3 St.		
215	679	701	639	701	22	62
219	611	638	570	637	27	68
226	531	556	500	563	25	56
230	454	485	426	493	31	59
238	325	366	316	364	41	50
248	174	219	182	217	45	37
254	114	158	127	155	44	31
265	33,6	66,0	47,6	65,0	32	18
270	14,6	37,5	26,1	37,5	23	11
280	0,7	5,7	2,5	5,7	5	3

[1] Diese Werte sind mit fehlerfreier Flussspatplatte erhalten worden. Die Intensität ist daher hier grösser als in Tab. 11.

Tab. 11.

Bi.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom pro Einheit abs. Energie. Ampère 10^{-13}				Δ_1	Δ_2
	Schichtalter		Gas eingelassen			
	55 M.	28 St.	25 M.	16 St.		
215	305	532	234	520	227	298
219	270	476	196	467	206	280
226	223	419	167	410	196	252
230	188	371	140	357	183	231
238	136	293	102	289	157	191
248	73,2	182	54,1	174	109	128
265	19,5	70,3	13,5	66,7	51	57
270	14,0	56,8	9,6	53,5	43	47
280	2,8	22,0	2,0	20,7	19	20
297		4,0	0,2	3,6	4	4
303		1,7		1,3		

aber danach wieder steigt und denselben Wert annimmt wie vor dem Einlassen des Stickstoffs. Auf dieselbe Weise haben sich auch die anderen untersuchten Metalle verhalten.

Ordnet man die hier untersuchten Metalle nach der Zeit, die sie brauchen, um ihre Konstantempfindlichkeit nach der Schichtbildung zu erreichen, so erhält man folgende Reihe: Ag (2 Stdn.). Au (3 Stdn.), Pt (15 Stdn.), Cu (20 Stdn.) und Bi (28 Stdn.). Die in Klammern befindlichen Zahlen geben die ungefähren Zeiten an.

Ordnet man sie dagegen nach der Grösse der Empfindlichkeitsänderung, so ergiebt sich folgende Reihe: Cu, Bi, Ag, Pt und Au. Ich habe hierbei mit der prozentischen Zunahme für 248 $\mu\mu$ gerechnet. Die prozentische Zunahme ist am grössten für Cu und am geringsten für Au.

Ordnet man schliesslich die Metalle nach der Grösse des Einflusses, den der Stickstoff auf die Empfindlichkeit ausübt, so erhält man folgende Reihe: die Einwirkung ist am geringsten für Cu, danach kommen Ag, Pt, Au und Bi. Dieselbe Reihe wird auch erhalten, wenn man sie nach der Geschwindigkeit ordnet, mit der die Einwirkung des Stickstoffs aufhört.

Die wichtigste Verschiedenheit des Verhaltens von Pt und Bi tritt am besten hervor, wenn man die Spalten Δ_1 und Δ_2 in Tab.

10 und 11 näher prüft. Bei Pt wachsen die Werte unter Δ_1 bis auf 248 $\mu\mu$ mit der Wellenlänge, während die Werte unter Δ_2 mit zunehmender Wellenlänge ausser betreffs 215 $\mu\mu$ abnehmen. Bei Bi dagegen nehmen die Werte mit wachsender Wellenlänge sowohl unter Δ_1 als unter Δ_2 ab. Das Verhältnis lässt sich auch auf folgende Weise ausdrücken. Bei Pt erhält man, wenn Stickstoff nach der Erreichung der Konstantempfindlichkeit zu der Schicht hinzutritt, die vorher während der Empfindlichkeitssteigerung passierten Phasen nicht zurück, während dies bei Bi der Fall ist. In dieser Hinsicht verhalten sich Ag, Au und Cu wie Pt. Für die Empfindlichkeitsänderung bei diesen Metallen spielt demnach der Stickstoff, der unmittelbar nach der Schichtbildung durch die Zelle gespült wurde, eine untergeordnete Rolle. Dass das in der Regel der Fall gewesen ist, hat sich übrigens auch aus einer ganzen Reihe anderer Umstände ergeben.

Für Bi dagegen scheint dieser Stickstoff der Hauptsache nach den Verlauf der Veränderungen bestimmt zu haben. Dass der Stickstoff hier grösseren Einfluss ausgeübt hat, beruht unter anderem darauf, dass ich bei der Schichtbildung sehr kurze Zerstäubungsperioden (10 Sek.) angewandt habe, und dass demnach die Schicht, wenn sie mit dem Stickstoff in Berührung gekommen, nicht besonders erwärmt gewesen ist.

Die oben erhaltenen Resultate betreffs der Empfindlichkeitsänderungen bei Zerstäubungsschichten stimmen gut mit den in der Litteratur vorliegenden Angaben über dieselbe Sache überein. Ich erinnere zunächst daran, dass wir oben unter anderem folgende Resultate erhielten. Die Empfindlichkeit einer neugebildeten Schicht wächst mit der Zeit, erreicht ein Maximum und beginnt danach wieder abzunehmen. Die Geschwindigkeit, mit der diese Veränderungen vor sich gehen, ist beträchtlich grösser, wenn Spuren von Wasserdampf bei der Schichtbildung anwesend sind. Aus diesem Grunde gehen die Veränderungen bei sehr dünnen Schichten sehr rasch von statten, denn hier können auch sehr geringe Spuren von Wasserdampf sich relativ stark geltend machen.

Die bisher in der Litteratur vorkommenden Angaben beziehen sich auf Platin. P. H. Dike fand bei einer Gelegenheit[1], dass sowohl die Ausgangsgeschwindigkeit der Elektronen als die ausgesandte

[1] P. H. Dike, Phys. Rev. 34, S. 464, 1912.

Elektronenmenge bei sehr dünnen Schichten bei Belichtung rasch abnahmen[1], dass aber eine solche Abnahme nicht bei dickeren Schichten vorkam. Bei einer späteren Gelegenheit[2] fand er, dass, wenn er eine gewisse Schichtdicke erlangt hatte, die Schichten unmittelbar nach der Bildung fast unempfindlich waren, dass aber die Empfindlichkeit beträchtlich mit der Zeit zunahm. Diese Zunahme trat auch ein, wenn Gas mit der Schicht in Berührung gebracht wurde.

Bei der ersten Gelegenheit hat er offenbar viel Wasserdampf mitgehabt. Auch fällte er in diesem Falle die Schicht auf einer Glasplatte aus. Die Empfindlichkeitsänderungen sind daher so rasch vor sich gegangen, dass er nur eine Verminderung des Effekts wahrnahm. Die Maximalempfindlichkeit war im Augenblicke der Messung bereits passiert. Wenn die Schicht etwas dicker geworden ist, übt der Wasserdampf geringeren Einfluss aus; die Empfindlichkeitsänderungen gehen daher langsamer vor sich, und die Empfindlichkeit befindet sich bei der Messung nahe ihrem Maximum, weshalb keine Abnahme des Effekts bemerkt wird.

Bei der späteren Gelegenheit dagegen hat er die Schicht auf einer Quarzplatte ausgefällt; der Einfluss des Wasserdampfs ist daher nicht so gross gewesen, und von einer gewissen Dicke an wurde steigende Empfindlichkeit erhalten.

Es erscheint sehr wahrscheinlich, dass P. H. Dikes[3] Resultat betreffs der Ausgangsgeschwindigkeit der Elektronen dadurch beeinflusst worden ist, dass er diese Empfindlichkeitsänderungen nicht hinreichend gekannt hat und sie daher nicht genügend hat berücksichtigen können. Um völlig vergleichbar zu sein, müssten alle seine Messungen in dem Augenblick ausgeführt worden sein, wo die Schicht Maximalempfindlichkeit besass; das ist indessen nicht der Fall gewesen. Der hierdurch entstandene Fehler muss in Wirklichkeit, wie aus dem Vorhergehenden hervorgehn dürfte, einen Gang in den Werten veranlassen, ähnlich dem, den Dike für auf Glas ausgefällte Schichten erhalten hat: mit wachsender Schichtdicke zuerst eine Steigerung des Effekts bis zu einem Maximum und danach wieder eine Abnahme.

---

[1] Dass die Empfindlichkeitsabnahme auch unabhängig von der Belichtung vorkommt, haben später P. H. Dike und F. C. Brown (Phys. Rev. 1, 254, 1913) gezeigt. Selbst habe ich gefunden, dass die Belichtung bei dicken Schichten den Verlauf der Empfindlichkeitsveränderungen nicht wesentlich beeinflusst.

[2] P. H. Dike, a. a. O., S. 467.

[3] P. H. Dike, a. a. O.

Dikes Resultate dürften ferner auch durch den im vorigen Abschnitt erwähnten Umstand beeinflusst worden sein, dass Anwesenheit von Wasserdampf den Photoeffekt steigert[1]. Dike hat aus diesem Grunde für die dünneren Schichten etwas zu hohe Werte erhalten. Wie gross der Einfluss ist, den diese beiden Fehlerquellen gehabt haben, ist indessen schwer zu sagen.

Auch J. Robinson[2] hat eine Änderung der Empfindlichkeit bei dünnen neugebildeten Platinschichten beobachtet. Er fand, dass die Empfindlichkeit auf Quarz ausgefällter Schichten anfangs mit der Zeit wuchs und schliesslich konstant wurde. Er führte daher seine Messungen aus, nachdem Konstanz erhalten worden war. Robinson ist offenbar bei seinen Messungen relativ unabhängig von Wasserdampf gewesen.

R. Pohl und P. Pringsheim[3] haben für Schichten aus Al und Mg, durch Destillation im Vakuum gebildet, gefunden, dass die Elektronenemission anfangs mit der Zeit zunimmt, und zwar hauptsächlich für grössere Wellenlängen, danach eine Zeitlang konstant bleibt und schliesslich wieder abnimmt. Die Steigerung des Effekts beruht nach ihnen auf der Ablösung einer Gasschicht von dem Metall, und die darauffolgende Abnahme darauf, dass Gas infolge Verschlechterung des Vakuums von neuem absorbiert wird.

Auch andere Eigenschaften bei durch Zerstäubung gebildeten Schichten, als die lichtelektrische Empfindlichkeit erleiden unmittelbar nach der Neubildung der Schicht Variationen. Ich begnüge mich hier damit, ein Beispiel anzuführen, bei dem die Verhältnisse recht grosse Ähnlichkeiten mit den oben gefundenen aufweisen. V. Kohlschütter und A. Noll[4] haben für sehr dünne, in Wasserstoff gebildete Silberschichten gefunden, dass der elektrische Leitungswiderstand anfangs ziemlich rasch mit der Zeit abnimmt, danach eine längere Zeit sich konstant in der Nähe eines Minimums hält und schliesslich zu sehr hohen Werten anwächst. Das Minimum war nach weniger als einer Stunde erreicht. Zur Erklärung der Verhältnisse führen sie u. a. Folgendes an: »Das disperse Material erleidet mit der Zeit eine Veränderung, die man als einen

[1] Ich gehe hier immer von der Voraussetzung aus, dass Dikes Beobachtung betreffs Parallelität zwischen Änderung der Elektronenmenge und Elektronengeschwindigkeit zu Recht besteht.

[2] J. Robinson, Phys. Ztschr. 13, 276, 1912.

[3] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 546, 1912.

[4] V. Kohlschütter und A. Noll, Zeitschr. f. Elektrochem. 18, 419, 1912.

Kondensationsprozess betrachten muss. Er vollzieht sich entweder in der Art, wie ein locker aufgehäuftes Pulver in sich zusammensinkt, oder vielleicht so, wie Tropfen wachsen, d. h. indem kleinere Teilchen zu grösseren zusammenfliessen. Hierdurch wird zunächst die Leitfähigkeit vermehrt, da Übergangswiderstände verschwinden; ist jedoch im ganzen nur wenig Metall zur Verfügung, so wird das Entstehen von grösseren Teilchen allmählich das Auftreten neuer Widerstände durch Zerreissung von Brücken bedingen.» Davon, dass sich die Schichten auf solche Weise wirklich verändern, haben sie sich durch ultramikroskopische Untersuchungen der Schichten überzeugt.

Eine Erklärung für alle die hier gefundenen Verhältnisse betreffs der Empfindlichkeitsänderungen zu geben, dürfte sehr schwer sein. Ich beschränke mich hier darauf, einige denkbare Möglichkeiten zu diskutieren. Anfangs möchte ich darauf hinweisen, dass die beim Einlassen des Stickstoffs erhaltene Empfindlichkeitsabnahme ganz sicher darauf beruht, dass die Metallschicht an der Oberfläche eine Schicht von Stickstoff absorbiert, und dass diese Schicht einen Teil der freigemachten Elektronen daran hindert, das Metall zu verlassen. Bei der nach der Neubildung erhaltenen spontanen Empfindlichkeitssteigerung dürften dagegen, wenn man annehmen darf, dass Oberflächenschichten von Wasserstoff in derselben Weise auf verschiedene Wellenlängen einwirken wie eine solche von Stickstoff, derartige Oberflächenschichten der Regel nach keine grössere Rolle gespielt haben, denn die spontane Empfindlichkeitssteigerung verläuft ja (ausser für Bi) auf ganz andere Weise als die, welche nach dem Einlassen des Stickstoffs eintritt. Auch dürfte die spontane Empfindlichkeitsabnahme wenigstens nur zu einem geringen Teil auf der Aufnahme solcher Gasschichten an der Oberfläche beruhen.

Dass der von V. Kohlschütter und A. Noll erwähnte, bei den Schichten vorkommende Kondensationsprozess die Schichtempfindlichkeit beeinflusst, ist wohl sehr wahrscheinlich. In wie hohem Grade dies hier der Fall gewesen ist, lässt sich indessen schwer entscheiden. Am grössten ist wohl der Einfluss auf die dünnsten Schichten gewesen. Die Erklärung für die Einwirkung dürfte in dem von R. Pohl und P. Pringsheim[1] angeführten Umstande zu suchen sein, dass die Elektronenemission bei einer vollkommen planen Oberfläche unter im übrigen gleichen Verhältnissen gerin-

[1] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 219, 1911.

ger ist als bei einer Oberfläche, die aus von einander getrennten Teilchen, Tropfen oder Kugeln, von kleinem Durchmesser besteht. Auch das blosse Zusammensinken der Schicht kann ja die Empfindlichkeit beeinflusst haben.

Der grosse Einfluss, den die Gegenwart selbst geringer Spuren von Wasserdampf und anderen Verunreinigungen während der Schichtbildung auf die Geschwindigkeit der Empfindlichkeitsänderungen auch lange nach der Schichtbildung ausübt, scheint mir dahin gedeutet werden zu können, dass in die Schicht während der Entladung aufgenommene Gase eine gewisse Rolle bei den Empfindlichkeitsänderungen spielen. Das Gas muss natürlich auf andere Weise als durch gewöhnliche Absorption aufgenommen sein. Ich komme noch später auf die Erörterung dieser Verhältnisse zurück.

3. Über den Zusammenhang zwischen Photoeffekt und Schichtdicke. Über die Eindringungstiefe des lichtelektrischen Effekts.

Der Zusammenhang zwischen Schichtdicke und lichtelektrischem Effekt ist für sehr dünne Schichten von P. H. Dike[1] und J. Robinson[2] untersucht worden. Ersterer bestimmte, wie bereits mehrmals erwähnt, den Zusammenhang zwischen der Ausgangsgeschwindigkeit der Elektronen und der Schichtdicke und fand, dass die Elektronengeschwindigkeit für sehr dünne Schichten sehr gross ist, entsprechend bis zu 50 Volt, sowie dass eine kräftige Abnahme der Ausgangsgeschwindigkeit von einer gewissen Dicke, etwa 10^{-7} cm, an eintritt. Letzterer bestimmte den Zusammenhang zwischen der ausgesandten Elektronenmenge und der Schichtdicke und fand, dass bei einer Dicke von ungefähr 10^{-7} cm die ausgesandte Menge sehr rasch wächst, um bei weiterer Vermehrung der Schichtdicke wieder etwas abzunehmen.

Für etwas dickere Schichten sind einige Untersuchungen ausgeführt worden, die den Zweck verfolgten, die Eindringungstiefe des lichtelektrischen Effekts zu bestimmen, d. h. die Schichtdicke, von der an der Photoeffekt »bei Belichtung von vorn» (S. 5) unabhängig von einer Vermehrung der Dicke ist. Der erste, der eine

[1] P. H. Dike, Phys. Rev. 32, 631, 1911; 34, 459, 1912.
[2] J. Robinson, Phil. Mag. 25, 115, 1913.

solche Bestimmung ausgeführt hat, ist E. Ladenburg[1]. Er benutzte auf galvanischem Wege ausgefällte Nickelschichten und bestimmte die Eindringungstiefe zu ungefähr 900 $\mu\mu$. W. Wilson[2] gebrauchte Schichten von Bleisuperoxyd, das durch Elektrolyse auf eine Messingplatte aus einer Lösung von Bleinitrat ausgefällt wurde. Er fand die Eindringungstiefe etwas grösser als 360 $\mu\mu$.

H. Rubens und E. Ladenburg[3] haben Messungen mit Goldblättern von einer Dicke von 80—100 $\mu\mu$ ausgeführt und fanden dabei, dass ein solches Goldblatt ungefähr $^1/_{1000}$ des ultravioletten Lichtes durchliess, und dass der Photoeffekt auf der Lichtseite sich zu dem auf der entgegengesetzten Seite erhaltenen ungefähr verhielt wie 100: 1. Aus diesen Angaben berechnen A. Partzsch und W. Hallwachs[4] den Absorptionskoeffizienten teils für das Licht und teils für die Elektronen und vermittelst dieser Koeffizienten die Eindringungstiefe für den lichtelektrischen Effekt. Sie finden so, dass die Eindringungstiefe sich auf einen Bruchteil der Wellenlänge des angewandten Lichtes beläuft. Sie unterziehen ferner E. Ladenburgs und W. Wilsons obenerwähnte Untersuchungen einer scharfen Kritik und weisen darauf hin, dass deren Untersuchungen an einer ganzen Reihe von Fehlerquellen leiden, und dass vor allem Ladenburgs Wert für die Eindringungstiefe übertrieben gross ist.

Endlich hat J. Robinson[5] eine obere Grenze für die Eindringungstiefe bei Platinschichten bestimmt. Er bestimmte für auf Quarts ausgefällte Schichten von verschiedener Dicke den Effekt teils bei Belichtung von hinten (E), teils bei Belichtung von vorn (I) (siehe S. 5) und trug $\frac{E}{I}$ als Ordinaten und die Schichtdicken als Abszissen ab. Durch Extrapolierung der Kurve bestimmte er die Dicke, bei welcher E gleich Null ist, zu 50 $\mu\mu$. Dies ist, was man die Eindringungstiefe bei Belichtung von hinten nennen könnte, und giebt eine obere Grenze für das an, was wir oben als Eindringungstiefe bezeichnet haben.

Bisher ist also keine genaue Bestimmung der Eindringungstiefe ausgeführt worden. Auf Grund der guten lichtelektrischen Definierung, die nach dem Vorhergesagten bei Zerstäubungsschichten

---

[1] E. Ladenburg, Ann. d. Phys. 12, S. 574, 1903.
[2] W. Wilson, Ann. d. Phys. 23, S. 124, 1907.
[3] H. Rubens und E. Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 749, 1907.
[4] A. Partzsch und W. Hallwachs, Ann. d. Phys. 41, 247, 1913.
[5] J. Robinson, a. a. O., S. 131.

erhalten werden kann, schien es aussichtsreich, unter Anwendung solcher Schichten die Eindringungstiefe zu bestimmen.

Um die relative Schichtdicke genauer bestimmt zu erhalten, habe ich bei dieser Untersuchung zur Bildung der Schichten Gleichstrom von einer Hochspannungsbatterie von 2000 Volt benutzt. Der Druck während der Schichtbildung betrug 0,6 mm und die Stromstärke 3,4 Milliampère. Die erste Kathodenschicht deckte hierbei eben genau die ganze Kathode.

Um die Schichten so gleichmässig wie möglich zu erhalten, bediente ich mich teils einer Kathode, die nahezu ebenso lang wie der Zylinder war, teils auch stellte ich die Kathode genau im Zentrum des Zylinders ein. Als Kathode wählte ich Gold, einerseits weil sich dieses als besonders gut definierbar erwiesen hatte, andererseits weil Gold rasch seine Maximalempfindlichkeit erreicht.

Tab. 12.

Au. Wasserstoff 0,6 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom. Ampère 10^{-13}								
	Zerstäubungszeit. Min.								
	1	2	3	5	7	9	11	13	21
215	44,5	44,3	55,1	60,3	58,8	59,4	56,0	58,2	61,2
219	80,6	83,7	100	110	106	110	103	105	111
226	138	148	175	192	187	194	178	186	196
230	181	199	231	256	246	258	238	247	265
238	220	246	276	313	300	317	288	306	320
248	297	347	370	434	416	443	388	427	455
254	324	388	414	482	—	511	438	498	533
265	162	211	206	247	237	272	216	263	276
270	33,3	46,4	43,2	52,1	48,8	59,0	43,4	56,4	59,4
280	5,0	10,8	7,5	9,6	8.9	13,7	7,3	13,9	13,2

Vor der Schichtbildung liess ich die Zelle lange Zeit (24 Stunden) mittelst flüssiger Luft evakuiert stehn, und vor der Schichtbildung wurden langdauernde und kräftige Entladungen durch dieselbe geschickt. Die Untersuchung selbst ist danach unter sukzessiver Verdickung einer und derselben Schicht geschehen, ohne dass Luft jemals während einer Untersuchungsserie mit der Schicht in Berührung kam.

Tab. 13.

Au. Wasserstoff 0,6 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom. Amp. 10^{-13}					
	Zerstäubungszeit. Min.					
	1	2	4	6	8	16
215	43	51	58,8	59,5	59,6	61,0
219	80	92	106	109	107	113
226	135	158	189	194	188	201
230	176	207	245	254	249	272
238	205	242	293	309	297	334
248	267	313	393	425	405	466
254	288	327	421	—	427	519
265	133	146	206	242	213	279
270	23,5	29,0	42,3	52,0	44,1	60,2
280	3,4	3,0	6,6	10,5	7,3	13,0

Zwei verschiedene Serien von Messungen sind ausgeführt worden. Die erhaltenen Resultate finden sich in den Tabellen 12 und 13 angeführt. Die Ströme sind hier nicht auf dieselbe Intensität für verschiedene Wellenlängen reduziert, sondern entsprechen der in Tab. 1 (S. 21) für die verschiedenen Linien angegebenen Intensität. Die Messungen wurden für jede Schichtdicke zu einem Zeitpunkt ausgeführt, wo die Empfindlichkeit ihr Maximum erreicht hatte. Die beiden Tabellen zeigen unter einander eine recht gute Übereinstimmung, vor allem für kürzere Wellenlängen. Der Photoeffekt wächst mit der Schichtdicke und wird schliesslich konstant. Einige Unregelmässigkeiten im Gange kommen vor, was auf der Schwierigkeit beruht, diese dünnen Schichten gut definiert zu erhalten. Die Unregelmässigkeiten machen sich stets am wenigsten geltend für die kürzesten Wellenlängen, und ich bediene mich daher der Werte für diese Wellenlängen zur Bestimmung der Eindringungstiefe.

In Fig. 7 habe ich die aus Tab. 12 und 13 erhaltenen Werte für die drei kürzesten Wellenlängen abgetragen. Die mit + bezeichneten Punkte stammen aus Tab. 12, die mit × bezeichneten aus Tab. 13 her. Wie man sieht, stimmen die Werte der beiden Serien recht wohl mit einander überein und ergänzen sich gegenseitig gut. Beim Ziehen der Kurven habe ich der Regel nach (ausser für die dünnsten Schichten, wo Wasserdampf auf die Wer-

te erhöhend eingewirkt haben kann) das grösste Gewicht den höchsten Werten beigelegt, da ja die meisten vorkommenden Verunreinigungen die Empfindlichkeit vermindern. Die einzige Verunreinigung, von der es sich gezeigt hat, dass sie die Empfindlichkeit erhöht, ist ja Wasserdampf, und solcher ist im Laufe der Serie nicht mit den Wänden des Entladungsraumes in Berührung gekommen. Dagegen ist, um die Trennung der lichtelektrischen

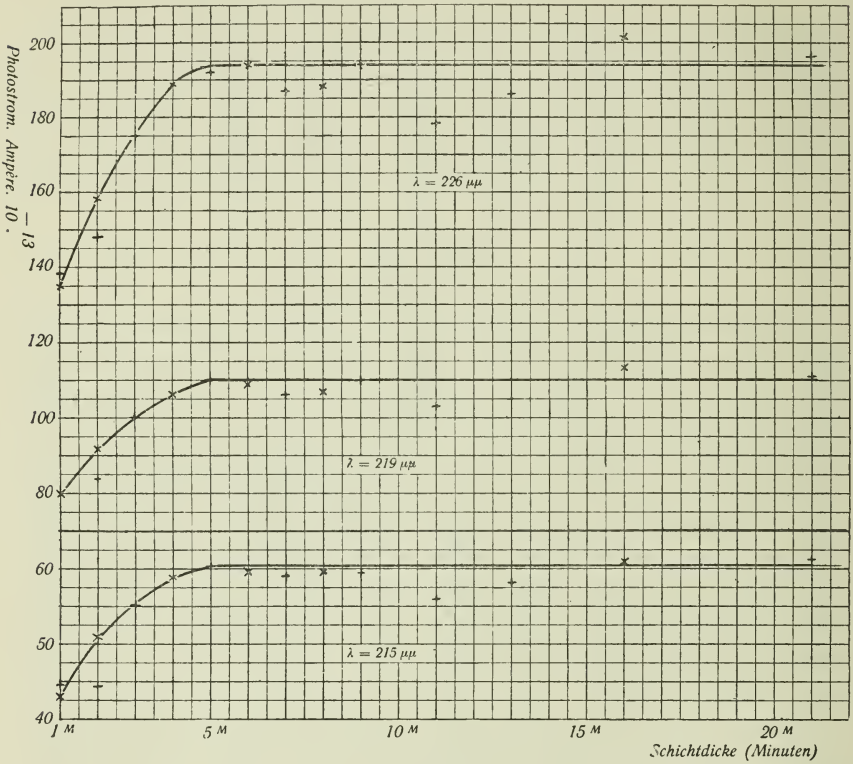

Fig. 7.

Zelle selbst von der übrigen Anordnung zu ermöglichen, trockene Luft in die Röhrenleitungen ($Z-K_5$, Fig. 3) eingelassen worden, und diese haben dann während der lichtelektrischen Messung mit Luft angefüllt gestanden. Die Wände haben dann einige Luft absorbiert, die sich während der folgenden Schichtbildung hat freimachen können. Ich habe zwar vor der Schichtbildung stets langdauernde und kräftige Entladungen durch die Zelle gesandt, demun-

geachtet aber dürfte die Möglichkeit wohl nicht auszuschliessen sein, dass noch Luftreste dort vorhanden gewesen sind.[1] Ausserdem habe ich die in den Serien erhaltenen Endwerte als relativ zu hoch angesehen, da reinere Verhältnisse leichter bei einer längeren zusammenhängenden Schichtbildung erhalten werden, und daher die Kurven etwas unterhalb dieser Punkte verlaufen lassen.

Die Kurven ergeben alle ungefähr dasselbe Resultat. Die Empfindlichkeit ist nahezu konstant von einer Schichtdicke an, die einer Zerstäubungszeit von 5 Min. entspricht.

Um die Schichtdicke in absolutem Mass bestimmt zu erhalten, habe ich die Schichten gewogen. Da die Schicht stets nach den Enden des Zylinders hin ein wenig dünner war, habe ich bei der Berechnung die Länge der Schicht reduziert. Ich führe im Folgenden die für die zweite Serie, Tab. 13, erhaltenen Werte an.

Gewicht der Schicht = 0,0029 gr.

Länge der Schicht (reduziert) = 2,4 cm; (wirkliche = 3,1 cm).

Innerer Durchmesser des Zylinders = 1,84 cm.

Spez. Gewicht des Goldes = 19,2.

Hieraus berechnet sich die Dicke der Schicht zu $1{,}09 \times 10^{-5}$ cm. Da zur Bildung derselben 16 Min. gebraucht wurden, ist also die Dicke pro Minute $6{,}8 \times 10^{-7}$ cm. Dasselbe Resultat wurde auch bei einigen anderen Wägungen erhalten. Fünf Minuten dauernde Zerstäubung entspricht also $3{,}4\ 10^{-6}$ cm oder 34 $\mu\mu$. Die Eindringungstiefe des lichtelektrischen Effekts bei Anwendung einer Wellenlänge von ungefähr 220 $\mu\mu$ ist also 34 $\mu\mu$ oder rund 30 $\mu\mu$.

Der hier erhaltene Wert ist also nahezu 30 mal kleiner als der E. Ladenburgs und ungefähr 10 mal kleiner als der W. Wilsons. Dagegen stimmt er gut überein mit dem von A. Partzsch und W. Hallwachs berechneten.

Aus den in Tab. 12 und 13 erhaltenen Werten einen Schluss bezüglich der Eindringungstiefe für verschiedene Wellenlängen zu ziehen, ist nicht möglich, da die Werte für grössere Wellenlängen recht unsicher sind. Etwas sichrere Werte hätten möglicherweise erhalten

[1] Dass das wirklich bei gewissen Gelegenheiten der Fall gewesen, geht aus Folgendem hervor. In der ersten Serie (Tab. 12) habe ich mehrere Schichten pro Tag hergestellt, und es zeigte sich da, dass die erst hergestellte Schicht relativ hohe Empfindlichkeit aufwies. Dies beruhte wahrscheinlich darauf, dass die Röhrenleitungen (Z—K_5, Fig. 2) die Nacht über auf 0,1 mm evakuiert gestanden hatten und daher die an den Wänden absorbierte Luft entwichen war. Um solche Fehler zu vermeiden, habe ich in der zweiten Serie (Tab. 13) nur eine Schichtdicke pro Tag untersucht.

werden können, wenn ich, statt die Schicht sukzessiv zu verdicken, für jede Dicke eine ganz neue Schicht gebildet hätte.

Die dünnste bisher untersuchte Schicht war ungefähr $7 \cdot 10^{-7}$ cm dick. Ich machte nun einen Versuch, noch dünnere Schichten zu untersuchen, um zu sehen, ob das von J. Robinson[1] bei 10^{-7} cm gefundene Maximum des Effekts auch bei diesen Anordnungen erhalten werden konnte. Schon zu Beginn der zweiten Serie machte ich einen Versuch in dieser Richtung. Ich untersuchte eine Schicht von 10 Sek. und eine von 20 Sek. Zerstäubungsdauer, erhielt jedoch so schlechten Kontakt mit diesen dünnen Schichten, dass keine sicheren Resultate erhalten werden konnten.

Um ordentlichen Kontakt zu erhalten, fällte ich nun zuerst auf dem unteren Teil des Glaszylinders KK' (Fig. 1, S. 9) einen Ring von Gold aus, während der Rest des Zylinders vor Bestäubung mittelst eines kleineren Glaszylinders geschützt wurde. Ich bildete und untersuchte danach Schichten von einer Dicke, entsprechend einer Zerstäubungsdauer von 5, 12 und 22 Sek. Leider war die Maximalempfindlichkeit bereits bei der ersten Messung passiert, weshalb die erhaltenen Zahlen nicht streng vergleichbar sind. Ich teile nichtsdestoweniger die Resultate in Tab. 14 mit. Bei der Dicke 5 Sek. war der Kontakt schlecht, weshalb ich mich bei Untersuchung dieser Schicht des ersten Ausschlags bediente, der dann auf Konstantausschlag reduziert wurde. Die beiden anderen Schichten dagegen ergaben guten Kontakt. Die Tabelle zeigt, dass die Schicht von 12 Sek. Zerstäubungszeit, entsprechend einer Dicke von ungefähr 10^{-7} cm, die grösste Empfindlichkeit aufweist. Besonders bemerkenswert ist die grosse Empfindlichkeit für 280 $\mu\mu$. Die Empfindlichkeit ist für diese Wellenlänge bei dieser geringen Dicke mehr als doppelt so gross als bei einer völlig undurchsichtigen Schicht (vgl. Tab. 12 und 13).

Die angeführten Zahlen bestätigen somit das von Robinson erhaltene Resultat, dass ein Maximum des Effekts bei einer Schichtdicke von 10^{-7} cm vorkommt.

Bei Untersuchungen solcher dünnen Schichten sind diese am besten auf Quarz auszufällen, um so viel als möglich den Einfluss des Wassers zu eliminieren. Ferner ist hier Platin dem Gold als Versuchsmetall vorzuziehen, teils weil die Dicke der Platinschichten infolge der geringeren Zerstäubungsgeschwindigkeit sich aus der

[1] J. Robinson, a. a. O.

Tab. 14.

Au. Wasserstoff 0,6 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom. (Amp. 10^{-13}) für die Schichtdicke					
	5 Sek.	12 Sek.			32 Sek.	
	Schichtalter					
	55 M.	50 M.	1 St. 20 M.	4 St.	50 M.	3 St. 10 M.
215	16	56	43	27	21	9
219	18	75	57	34	27	10
226	18	95	76	46	33	12
230	21	104	87	48	35	12
238	21	114	89	50	35	11
248	18	126	99	57	35	12
254	23	128	101	57	33	12
265	16	101	82	46	18	5
270	7	57	48	32	8	2
280	5	28	34	21	2	

Zerstäubungszeit genauer bestimmen lässt, teils weil die Empfindlichkeit der Platinschichten sich langsamer ändert als die der Goldschichten, so dass sich also leichter die Maximalempfindlichkeit bestimmen lässt. Der Versuch ist hier nicht wiederholt worden, da ich keinen Quarzzylinder zur Verfügung hatte und demnach nicht auf genügend sichere Resultate für so äusserst dünne Schichten rechnen konnte.

Um teils die starke Steigerung der ausgesandten Elektronenmenge bei einer Schichtdicke von 10^{-7} cm, teils auch die von Dike[1] gefundene starke Abnahme der Ausgangsgeschwindigkeit bei 10^{-7} cm erklären zu können, hat J. Robinson[2] folgende Hypothese aufgestellt. Er nimmt an, dass die von dem Licht ausgesandten Elektronen das Vermögen besitzen, beim Zusammenstoss mit den Molekülen diese zu ionisieren. Dass sie für diesen Zweck, wenn die Ausgangsgeschwindigkeit die von Dike für dünne Schichten gefundene ist, genügende Energie besitzen, weist er nach. Bei sehr dünnen Schichten kommen nur direkt von dem Licht ausgesandte Elektronen (»primäre«) vor. Sobald indessen die Dicke der Schicht gleich der freien Wellenlänge der Elektronen wird (diese ist etwa

[1] P. H. Dike, a. a. O.

[2] J. Robinson, a. a. O.

10^{-7} cm), stossen die primären Elektronen auf Metallmoleküle, die nun ionisiert werden. Von diesem Augenblicke an finden sich also auch »sekundäre» Elektronen. Hieraus erklärt sich die starke Zunahme der Elektronenanzahl um 10^{-7} cm herum.

Nach Robinsons Ansicht liefert die Hypothese auch eine Erklärung für die von Dike gefundene Abnahme der Ausgangsgeschwindigkeit bei 10^{-7} cm. Das ist jedoch offenbar nicht der Fall. Es ist allerdings wahr, dass nach dieser Hypothese die mittlere Geschwindigheit der Elektronen bei einer Dicke von 10^{-7} cm abnehmen muss; dagegen wird nicht die Maximalgeschwindigkeit, die von Dike gemessen wird, herabgesetzt, denn primäre Elektronen sind immer noch vorhanden.

Auch vermag die Hypothese nicht den Gang der Empfindlichkeit bei Zunahme der Schichtdicke über 10^{-7} cm hinaus zu erklären. Ferner stützt sich die Hypothese auf Resultate betreffs Ausgangsgeschwindigkeiten, die gegenwärtig[1] als sehr zweifelhaft angesehen werden müssen.[2]

Die bisher gewonnenen Resultate bezüglich des lichtelektrischen Effekts bei diesen sehr dünnen Schichten sind so unsicher, und zudem sind die Verhältnisse im Einzelnen so wenig erforscht, dass es zurzeit unmöglich sein dürfte, eine allgemeingültige Erklärung für die beobachteten Tatsachen zu geben.

4. Vergleich zwischen Schichten verschiedener Metalle betreffs ausgesandter Elektronenmenge.

Die im Folgenden untersuchten Schichten sind alle in Wasserstoff bei ungefähr 0,6 mm Druck gebildet, und zwar, wenn nicht anders angegeben, mittelst Induktorienstroms. Die Stromstärke in der Primärleitung betrug ungefähr 3,1 Ampère. Bezüglich des Kathodenmaterials gilt das auf S. 35 gesagte. Die Schichten besassen eine solche Dicke, dass alles Licht absorbiert wurde.

---

[1] Zu der Zeit, als Robinson seine Hypothese aufstellte, gab es noch andere Beispiele sehr hoher Ausgangsgeschwindigkeiten (R. A. Millikan, Ber. d. D. Phys. Ges. 14, 712, 1912). Seitdem diese als auf Fehlerquellen beruhend nachgewiesen worden (R. Pohl und P. Pringsheim, Ber. d. D. Phys. Ges. 14. 974, 1912), stehen Dikes Resultate vollständig isoliert da.

[2] Auch Dike scheint Zweifel daran zu hegen, dass die hohen Potentiale auf grossen Elektronengeschwindigkeiten beruhen. Siehe P. H. Dike und C. F. Brown, Phys. Rev. 1, 254, 1913.

Die Messungen wurden ausgeführt, wenn die Empfindlichkeit ihr Maximum erreicht hatte. Die lichtelektrischen Ströme sind auf ungefähr dieselbe absorbierte Intensität für verschiedene Wellenlängen (siehe S. 32) reduziert, und die Ziffern geben somit die ungefähre Beziehung zwischen ausgesandter Elektronenmenge und Lichtwellenlänge an.

Die erhaltenen Resultate finden sich in Tab. 15 und 16 zusammengestellt. Die für verschiedene Metalle angegebenen Werte

Tab. 15.

Wasserstoff 0,6 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom pro Einh. abs. Lichtenergie. Ampère 10^{-13}							
	Au		Pt					
			Induktorienstrom.			Gleichstrom		
215	242	275	547	508	489	568	503	499
219	227	263	523	476	455	552	476	476
226	200	240	471	430	407	508	434	434
230	178	216	412	368	350	450	380	380
238	144	178	322	281	265	362	295	293
248	84,9	115	184	158	146	219	166	164
265	27,2	47,4	57,0	43,2	34,8	70,9	40,5	39,4
270	16,7	33,6	36,6	26,5	19,7	51,5	25,1	25,0
280	1,9	9,4	5,5	2.7	1,4	8,9	1,9	1,8
	Druckabnahme pro Minute in mm.							
	0,07	0,17	0,15	0,06	0,06	0,02	$<0,02$	$<0,02$
	Zerstäubungszeit							
	16 M.		30 M.			30 M.		

sind völlig vergleichbar. Ich teile in Tab. 15 für Gold zunächst eine Serie mit den normalen Werten (s. Tab. 7, Seite 29) sowie eine Serie mit besonders hohen Werten mit. Für die anderen Metalle führe ich die Werte für alle untersuchten Schichten und zwar für jeden Metall in der Reihenfolge an, in der die Schichten gebildet worden sind. Für Platin werden die Werte für sechs Schichten mitgeteilt, von denen die drei ersten mittelst Induktorienstroms, die drei letzten mittelst Gleichstroms von 3,4 Milliampère gebildet wurden. Die drei ersteren Schichten wurden bei einer ganz anderen Gelegenheit hergestellt als die drei letzteren.

Man sieht, dass die zuerst gebildete Schicht in beiden Fällen eine bedeutend grössere Empfindlichkeit als die folgenden aufweist, welche letzteren unter einander recht gut übereinstimmen. Eine Verschiedenheit der Empfindlichkeit, wenn die Schicht mittelst Gleichstroms, und wenn sie mittelst Wechselstroms gebildet worden ist, besteht offenbar nicht.

Tab. 16.

Wasserstoff 0,6 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom pro Einh. abs. Lichtenergie. Ampère 10^{-13}								
	Ag			Bi		Cu		Pd	Ni
215	—	377	451	494	532	254	225	563	219
219	425	366	451	446	476	229	196	485	186
226	407	348	439	405	419	186	159	371	153
230	364	318	409	356	371	154	132	300	128
238	334	276	366	284	293	112	92,4	200	91,1
248	240	192	272	178	182	59,2	47,8	97,0	48,8
265	152	105	173	68,2	70,3	15,3	9,8	26,8	13,0
270	—	—	—	54,5	56,8	8,5	5,0	17,8	9,4
280	75,2	39,8	88,1	21,1	22,0			3,2	2,1
297	21,7	4,8	26,5	3,7	4,0				
303	9,1	1,0	11,9	1,4	1,7				
313	0,4		0,8						
	Druckabnahme pro Minute in mm.								
	0,6	0,10	0,14	—	0,17	0,07	0,05	—	0,03
	Zerstäubungszeit								
	7 M.			5 M.		14 M.		> 20 M.	> 40 M.

Die Silberschichten (Tab. 16) scheinen diejenigen zu sein, die am schwersten zu definieren sind. Die beiden Wismutschichten stimmen recht gut mit einander überein, die Kupferschichten dagegen schlechter. Von Palladium und Nickel ist nur je eine Schicht gebildet worden.

Alle Schichten, ausser der für Nickel, sind dem Aussehen nach sehr schön gewesen. Das Nickel wird sehr langsam zerstäubt, und die Schicht konnte daher nicht völlig rein erhalten werden.

In Tab. 15 und 16 habe ich ausser den Stromwerten auch die Druckabnahme pro Minute während der Schichtbildung sowie die Zeit, die für die Bildung ungefähr gleich dicker Schichten ge-

braucht wurde, angegeben. Aus den ersteren Zahlen dürfte sich der Schluss ziehen lassen, dass die Empfindlichkeit für ein und dasselbe Metall mit der Druckabnahme während der Schichtbildung zunimmt.[1] Das Verhältnis tritt sehr deutlich bei Gold hervor, weniger deutlich bei Platin und Kupfer. Für Silber hat die Druckabnahme pro Minute für ein und dieselbe Schicht recht beträchtlich variieren können. Die angeführten Werte der Druckabnahme für Silber sind daher recht unsicher.

Um einen Vergleich zwischen den Stromwerten für die verschiedenen Metalle leichter anstellen zu können, habe ich in Tab. 17 für Au, Pt, Ag, Bi und Cu diejenigen Werte zusammengestellt,

Tab. 17.

Wasserstoff 0,6 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom pro Einh. abs. Lichtenergie. Ampère 10^{-13}						
	Au	Pt	Ag	Bi	Cu	Pd	Ni
215	242	503	—	532	225	563	219
219	227	476	425	476	196	485	186
226	200	434	407	419	159	371	153
230	178	380	364	371	132	300	128
238	144	295	334	293	92,4	200	91,1
248	84,9	166	240	182	47,8	97,0	48,8
265	27,2	40,5	152	70,3	9,8	26,8	13,0
270	16,7	25,1	—	56,8	5,0	17,8	9,4
280	1,9	1,9	75,2	22,0		3,2	2,1
297			21,7	4,0			
303			9,1	1,7			
313			0,4				

die meines Erachtens am typischsten für die hier angewandten Schichtbildungsverhältnisse sind, sowie ausserdem die Werte für Pd und Ni.

[1] Es mag daran erinnert werden, dass betreffs dieser Frage nur die Werte derjenigen Schichten, die unmittelbar nach einander gebildet worden sind, verglichen werden können. So dürften durch Vergleich der Druckabnahme bei den durch Induktoriumsstrom gebildeten Pt-Schichten einerseits und bei den durch Gleichstrom gebildeten anderseits keine Schlussfolgerungen gezogen werden können. Die Beschaffenheit der Zellenwände und somit die während der Schichtbildung von den Zellenwänden freigemachte Gasmenge kann nämlich von einer Gelegenheit zu einer ganz anderen sehr viel variiert haben, ohne dass die Schichtempfindlichkeit dadurch wesentlich beeinflusst worden ist.

Der besseren Übersicht wegen habe ich ausserdem in Fig. 8 die Werte für Au, Pt, Bi, Cu und Ag graphisch wiedergegeben. Die Werte für Pd und Ni, die mit denen für Pt bezw. Cu nahe

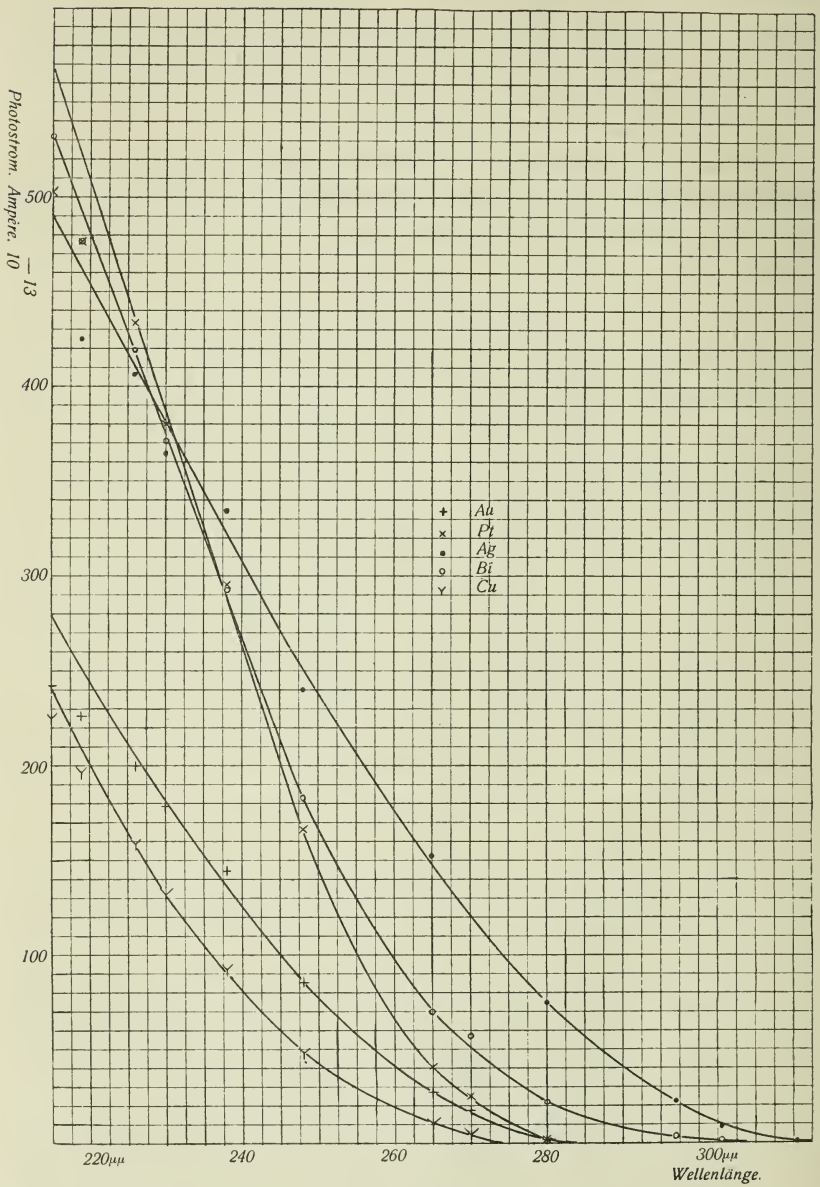

Fig. 8.

zusammenfallen, sind der Deutlichkeit wegen nicht in die Figur aufgenommen worden.

Silber ist das Metall, das am weitesten hinauf nach grösseren Wellenlängen hin empfindlich ist. Es ist noch bei 315 $\mu\mu$ empfindlich. Die übrigen Metalle kommen danach in folgender Reihenfolge: Bi empfindlich noch bei 305, Pd, Au und Pt noch bei ungefähr 285, endlich Ni und Cu bei ungefähr 275 $\mu\mu$.

R. Pohl und P. Pringsheim[1] haben bei Untersuchung einiger gewöhnlichen Metalle (nicht Schichten) gefunden, dass die Metalle hinsichtlich der oberen Empfindlichkeitsgrenze sich nach ihrer Oxydierbarkeit ordnen, und W. Richardson[2] hat auf theoretischem Wege gefunden, dass die Metalle in dieser Hinsicht in derselben Reienfolge anzuordnen sind, wie wenn sie nach ihrem elektropositiven Charakter geordnet werden. Keines von beiden erweist sich bei diesen Zerstäubungsschichten als zutreffend.

Die Anordnung der Metalle nach ihrer Empfindlichkeit ändert sich, wie aus Fig. 8 hervorgeht, wenn man nach kürzeren Wellenlängen hin vorgeht. Für 220 $\mu\mu$ zeigen so die Metalle folgende Reihenfolge: Pd, Pt, Bi, Ag, Au, Cu und Ni. H. Mohlin hat Drähte aus einigen dieser Metalle untersucht und bei Anwendung von 214,4 $\mu\mu$ gefunden,[3] dass sie nach abnehmender Empfindlichkeit sich folgendermassen ordnen: Cu, Pt, Ni und Ag. Die Metallschichten zeigen also bezüglich der Empfindlichkeit eine ganz andere Reihenfolge als die gewöhnlichen Metalle.

Nimmt man in Tab. 15 und 16 für zwei verschiedene Schichten desselben Metalls die Differenz zwischen den entsprechenden Werten, so wird man finden, dass diese Differenz für kurze Wellenlängen von 238 $\mu\mu$ inkl. an nahezu konstant ist. Trägt man alle Werte für ein und dasselbe Metall in einem Koordinatensystem ab, so findet man, dass die Kurven von 240 $\mu\mu$ an einander parallel verlaufen. Fig. 9 zeigt dies deutlich. Es sind dort die Werte für die beiden Goldschichten, die Werte für die empfindlichste und für die unempfindlichste mittelst Gleichstroms gebildete Platinschicht und schliesslich die Werte für die empfindlichste und für die unempfindlichste Silberschicht abgetragen worden. Wenn also die Empfindlichkeit bei einer Schicht aus irgend einem Anlass grösser

[1] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 474, 1911.

[2] O. W. Richardson, Phil. Mag. 24, 570, 1912; s. auch O. W. Richardson und K. T. Compton, ebenda, 24, S. 592, 1912.

[3] H. Mohlin, Diss. Uppsala, S. 37, 1907.

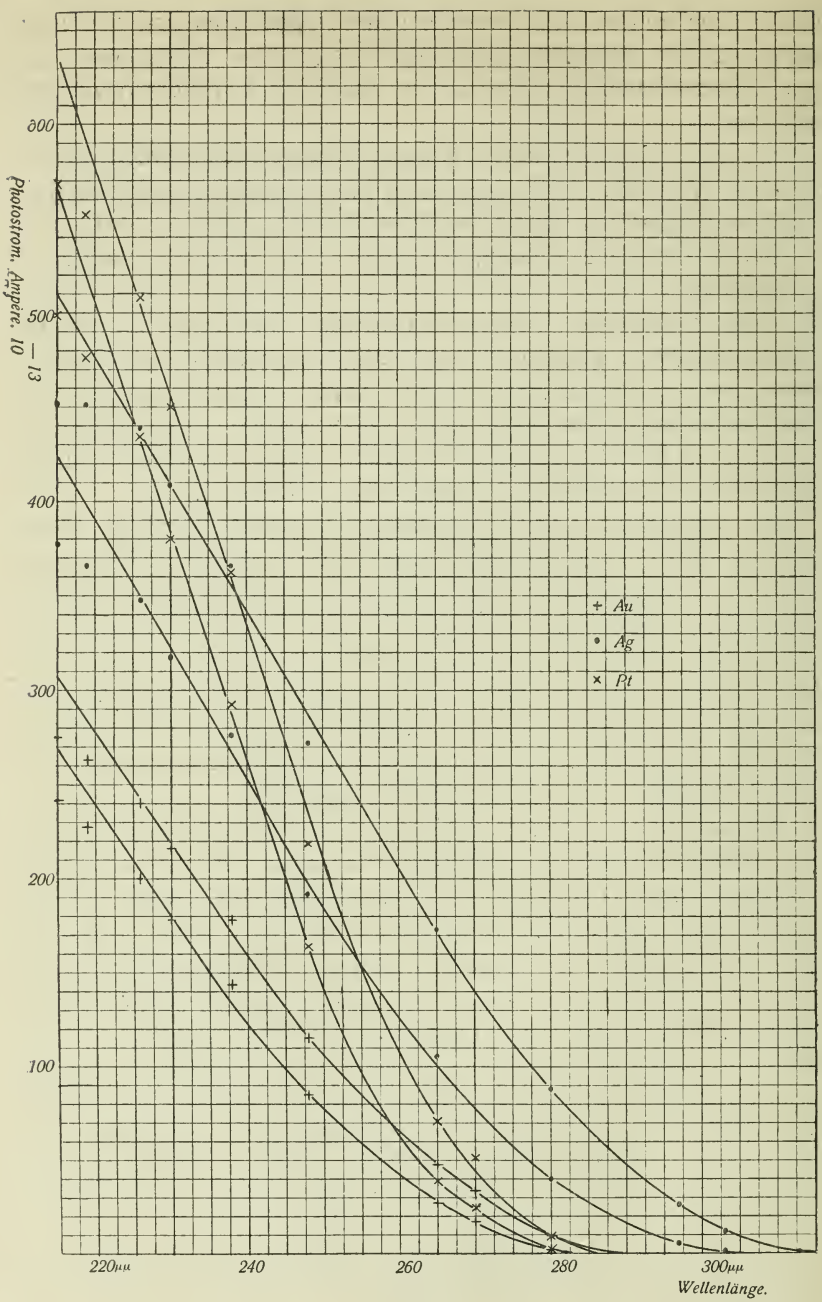
Photostrom. Ampère. 10 — 13
600
500
400
300
200
100
220μμ
240
260
280
300μμ
Wellenlänge.
+ Au
• Ag
× Pt

Fig. 9.

als für eine andere von demselben Metall geworden ist, so hat die Kurve, die die Beziehung zwischen ausgesandter Elektronenmenge und Lichtwellenlänge angiebt, eine ungefähre Parallelverschiebung erfahren.

Erwähnt sei in diesem Zusammenhange, dass auch die unmittelbar nach der Neubildung einer Schicht stattfindende Empfindlichkeitszunahme der Regel nach[1] eine solche Parallelverschiebung der Kurve für die Beziehung zwischen Effekt und Wellenlänge aufgewiesen hat.

Eine ebensolche Parallelverschiebung der Kurve für die Beziehung zwischen Elektronenmenge und Lichtwellenlänge haben R. Pohl und P. Pringsheim[2] bei K-Amalgamen gefunden, wenn die Empfindlichkeit durch Steigerung des K-Gehaltes vermehrt wurde.

Für die Entscheidung der Frage, ob die Zerstäubungsschichten dieselben lichtelektrischen Eigenschaften haben wie die Metalle selbst, war es von einem gewissen Interesse zu sehen, ob die Kathode, von der aus die Schicht gebildet worden war, denselben Effekt wie die Schicht ergab. Um dies zu untersuchen, hatte ich nur die lichtelektrische Zelle so zu drehen, dass das durch den Spalt eintretende Licht auf die Kathode im Zentrum des Zylinders fiel, und die Schicht positiv statt negativ zu laden. Ich habe auf diese Weise Ag, Pt und Au untersucht und bei allen gefunden, dass die Empfindlichkeit von derselben Grössenordnung für Kathode und Schicht ist. Ich führe hier die Ergebnisse in Bezug auf Silber für 248 $\mu\mu$ an. Die Schicht gab einen Ausschlag von 248 Skalenteilen und die mittlere Elektrode einen von 145. Zieht man in Betracht, dass im letzteren Falle wahrscheinlich etwas weniger Energie die mittlere Elektrode trifft, sowie dass von der Energie, die dieselbe trifft, mindestens 35 % durch Reflexion verloren gehen, so gelangt man zu dem Resultat, dass die mittlere Elektrode mindestens nahezu denselben Effekt wie die Schicht ergiebt.

---

[1] Die Bi-Schichten und die in Tab. 10 angeführte Pt-Schicht sind die einzigen Ausnahmen.

[2] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 431, 1913.

5. Über den Zusammenhang zwischen emittierter Elektronenmenge und emittierender Lichtwellenlänge.

Die lichtelektrischen Messungen waren bisher unter Anwendung einer geschrammten Flussspatplatte (M, Fig. 1, S. 9) an der lichtelektrischen Zelle ausgeführt worden. Um indessen den Zusammenhang zwischen Elektronenemission und Lichtwellenlänge sicherer festzustellen, und um zu untersuchen, inwieweit die zuvor erhaltenen Werte den fraglichen Zusammenhang angaben, habe ich im Folgenden einige Schichten unter Anvendung einer vollkommen fehlerfreien Flussspatplatte untersucht.

Tab. 18.

Wasserstoff 0,6 mm.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom pro Einheit abs. Lichtenergie. Ampère 10^{-13}								
	Pt				Ag				Au
215	770	690	690	700	541	506	550	577	309
219	680	620	620	638	506	467	517	552	279
226	590	543	552	556	477	433	488	520	252
230	524	465	481	485	431	394	446	476	220
238	405	348	362	366	360	325	380	410	168
248	256	208	216	219	266	240	286	311	107
254	194	150	160	158	228	200	243	272	80,1
265	96,0	58,8	69,1	66,0	152	131	168	192	36,0
270	61,1	38,0	40,3	37,5	—	—	—	—	—
280	17,4	6,4	7,1	5,7	58,9	47,4	70,3	86,6	3,2
297					8,2	5,3	12,4	19,5	
303					1,8	0,9	3.2	6,2	
	Druckabnahme pro Minute in mm.								
	0,02	0,02	0,02	0,03	—	0,03	0,03	0,05	0,03

Ich gebe in Tab. 18 die Werte in der Reihenfolge wieder, wie sie erhalten wurden. Die Zahlen sind sämtlich auf gleiche absorbierte Energie reduziert, wobei ich als Energieeinheit wie vorher eine Energie, entsprechend in Tab. 1 (S. 21) einem Ausschlage von 10 Skalenteilen, gewählt habe. Da die in die Schicht eintretende Energie nun tatsächlich grösser ist als vorher, sind natürlich die hier erhaltenen Werte grösser als die vorher erhaltenen.

Ich habe hier auch die Werte für 254 $\mu\mu$ anwenden können, da eine relative Bestimmung der Intensität der verschiedenen Linien in engem Anschluss an diese lichtelektrischen Messungen ausgeführt wurde, und ich somit einen sicheren Wert für die Intensität auch von 254 $\mu\mu$ erhielt. Die absolute Intensität hat auch so unbedeutend bei diesen Messungen variiert, dass ich diesen Wert für alle Schichten habe anwenden können.

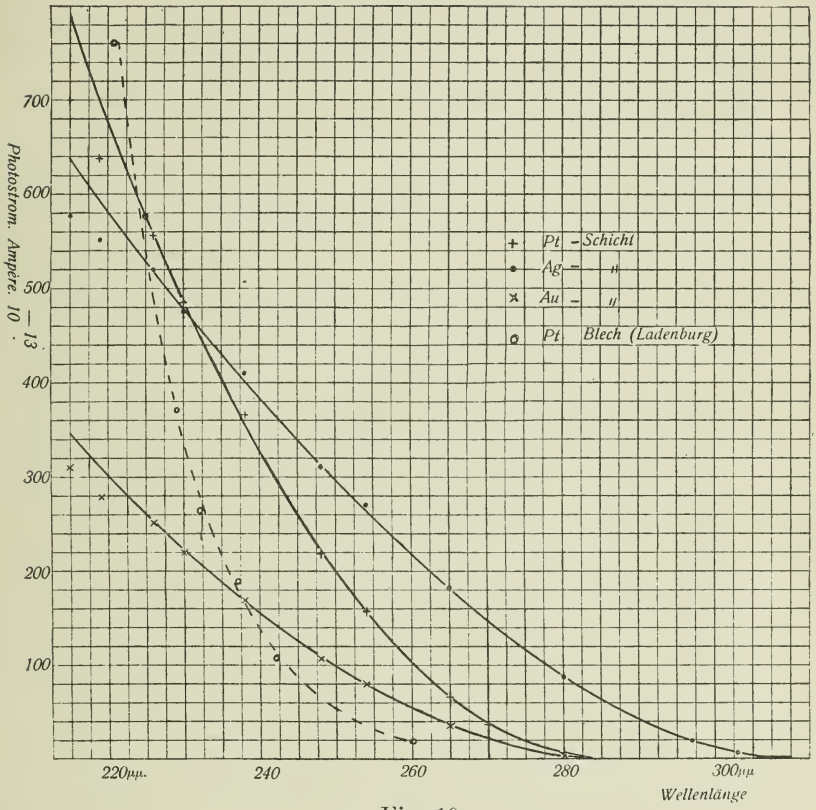

Fig 10.

In der Tabelle wird auch die Druckabnahme pro Minute während der Schichtbildung angeführt. Aus den Zahlen dürfte sich kaum für ein und dasselbe Metall ein sicherer Schluss betreffs des Zusammenhanges zwischen Druckabnahme und Schichtempfindlichkeit ziehen lassen.

Die Werte für die zuletzt gebildete Platinschicht und für die zuletzt gebildete Silberschicht (meines Erachtens entsprechen diese

am besten den hier angewandten Schichtbildungsverhältnissen), sowie die für die Goldschicht erhaltenen sind graphisch in Fig. 10 abgetragen worden. Diese Kurven geben den Zusammenhang zwischen Elektronenemission, bezogen auf absorbierte Energie, und Lichtwellenlänge an. Beim Ziehen der Kurven habe ich das geringste Gewicht den Werten für die zwei kürzesten Wellenlängen beigemessen, wo die Intensität so unbedeutend gewesen ist, dass auch relativ geringe Spure von diffusem, unwirksamem Licht die Werte recht beträchtlich beinflussen können (über das Vorkommen von diffusem Licht siehe S. 21). Die Lage dieser Punkte zeigt auch, dass diffuses Licht hier wirklich mit hineingespielt hat.

Auch für 226 und 230 $\mu\mu$ dürfte das diffuse Licht eine gewisse Rolle gespielt haben. Wäre diffuses Licht also vollständig ausgeschlossen gewesen, so würden die Kurven einen etwas, wenn auch unbedeutend, steileren Verlauf gezeigt haben, als wie es nun in der Figur der Fall ist.

Die Kurven zeigen, dass die Elektronenemission kräftig und regelmässig mit abnehmender Wellenlänge für alle drei Metalle zunimmt. Die kräftigste Steigerung zeigt Platin. Wenn man die hier für Zerstäubungsschichten erhaltene Steigerung des Effekts mit abnehmender Wellenlänge vergleicht mit der von E. Ladenburg[1] und H. Mohlin[2] für gewöhnliche Metalle erhaltenen, so findet man, dass die Metallschichten eine bedeutend geringere Steigerung aufweisen als die gewöhnlichen Metalle.[3] Um dies zu zeigen, habe ich in Fig. 10 Ladenburgs Werte für Platin abgetragen, nachdem ich sie zuerst in der Weise reduziert hatte, dass sein Wert für 225 $\mu\mu$ mit dem aus meiner Platinkurve erhaltenen zusammenfiel. Die Kurve ist in der Figur gestrichelt. Sie zeigt eine bedeutend kräftigere Steigerung des Effekts mit abnehmender Wellenlänge als die für die Platinschicht erhaltene. Auch für andere Metalle (Zn und Cu) findet Ladenburg ungefähr denselben Gang wie für Platin. Mohlins Werte ergeben auch einen fast ebenso kräftigen Anstieg. Es ist also klar, dass Metallzerstäubungsschichten auch bezüglich des

[1] E. Ladenburg. Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 590, 1907.

[2] H. Mohlin. Diss., Uppsala, 1907.

[3] Ladenburgs und Mohlins Werte beziehen sich auf auffallende (nicht absorbierte) Energieeinheit. Die Änderung des Reflexionskoeffizienten mit der Wellenlänge ist indessen zu unbedeutend, um den Zusammenhang zwischen Effekt und Wellenlänge, wenigstens in Bezug auf Pt, in höherem Grade zu beeinflussen.

Zusammenhanges zwischen Elektronenemission und Wellenlänge sich anders als gewöhnliche Metalle verhalten.

An den für Platinschichten erhaltenen Werten habe ich die auf S. 4 angeführte, von O. W. Richardson theoretisch deduzierte Formel für den Zusammenhang zwischen der Menge ausgesandter Elektronen und der Frequenz des aussendenden Lichtes zu prüfen versucht. Ich habe zu diesem Zwecke mich damit begnügt, die in die Formel eingehenden Konstanten [die Formel kan ja in der Form: $\varepsilon F(\gamma) = \frac{c_1}{\gamma^2}\left(1 - \frac{c_2}{\gamma}\right)$ geschrieben werden] unter Anwendung der Werte für 238 und 265 $\mu\mu$ zu bestimmen, und danach aus der

Tab. 19.

Wellenlänge $\mu\mu$	Photostrom pro Einh. abs. Lichtenergie. Amp. 10^{-13}					
	Pt		Ag		Au	
	Tab. 18	Tab. 17	Tab. 18	Tab. 17	Tab. 18	Tab. 17
215	700	644	577	—	309	305
219	638	610	552	543	279	286
226	556	556	520	520	252	252
230	485	486	476	465	220	224
238	366	378	410	426	168	182
248	219	212	311	306	107	107
265	66	52	192	194	36	34
270	37	32	—	—	—	21
280	5,7	2,4	87	96	3,2	2,4
297			19	28		
303			6	12		
Red.-Faktor		1,28		1,28		1,26

Formel die Werte für andere Wellenlängen berechnet. Die erhaltene Kurve verläuft in ganz anderer Weise als die experimentell gefundene. Die Kurven schneiden einander natürlich in den Punkten 238 und 265 $\mu\mu$. Die berechnete Kurve ist aber die ganze Zeit über nach oben konvex; sie giebt für grosse Wellenlängen einen zu steilen und für kurze Wellenlängen einen zu flachen Verlauf. Bei einer Wellenlänge von 180 $\mu\mu$ wird ein Maximum erhalten. Die Formel stimmt demnach nicht mit den hier experimentell gefundenen Verhältnissen überein. Ebenso wenig steht sie mit den von Ladenburg und Mohlin gefundenen Werten im Einklang.

In Tab. 19 habe ich vergleichshalber Werte für Pt, Ag und Au aus Tab. 18 und Tab. 17 zusammengestellt. Aus Tab. 18 führe ich dieselben Werte an, die in Fig. 10 graphisch behandelt worden sind. Die Werte aus Tab. 17 sind für jedes Metall reduziert worden, so dass der Wert für 226 $\mu\mu$ denselben Betrag aufweist wie der aus Tab. 18 entnommene. Die angewandten Reduktionsfaktoren werden gleichfalls in der Tabelle angeführt. Wie man sieht, ist es nahezu derselbe Faktor in allen drei Fällen. Ausser betreffs 215 und 219 $\mu\mu$ stimmen die Werte für jedes Metall recht gut überein. Für Gold ist die Übereinstimmung sehr gut, für Silber haben wir für grössere Wellenlängen eine Abweichung in einer Richtung und für Platin eine Abweichung in der entgegengesetzten Richtung. Es ist also klar, dass die Schrammen in der Flussspatplatte ungefähr denselben Einfluss auf die Intensität für verschiedene Wellenlängen gehabt haben. Die in dem vorhergehenden Abschnitt angegebenen Zahlen und Kurven geben demnach (ausser für 215 und 219 $\mu\mu$) den ungefähren Zusammenhang zwischen Elektronenemission, bezogen auf absorbierte Lichteinheit, und Lichtwellenlänge an. Für alle hier untersuchten Metallschichten wächst also die Elektronenemission regelmässig mit abnehmender Wellenlänge innerhalb des untersuchten Wellenlängengebiets.

6. Über den Unterschied zwischen Metallen und metallischen Zerstäubungsschichten in lichtelektrischer Hinsicht.

Im Obigen wurden immer die lichtelektrischen Ströme auf eine willkürliche Energieeinheit bezogen. Wir geben im Folgenden anfangs an, wie sie auf eine Grammkalorie bezogen erhalten werden können.

Die Energieeinheit, die wir angewandt haben, entsprach in Tab. 1 (S. 21) einem Ausschlag von 10 Skalenteilen. Diese entspricht bei Atmosphärendruck in der Energiezelle einem Ausschlag von 3,44 Skalenteilen. Die Hefnerlampe gab unter denselben Verhältnissen bei 1 m Abstand einen Ausschlag von 78 Skalenteilen. Wir haben also eine Energieeinheit angewandt, die 22.7 mal kleiner ist als die Strahlung der Hefnerlampe in 1 m Abstand. Die Strahlung der Lampe beträgt nach K. Ångström[1] in 1 m Abstand pro cm^2

[1] K. Ångström, Phys. Zeitschr. 3, 257, 1902,

$2{,}15 \cdot 10^{-5}$ Grammkalorien pro Sekunde. Die Fläche des bei den lichtelektrischen Messungen und bei den Energiemessungen angewandten Spaltes war $0{,}128 \times 0{,}97$ cm^2 = $0{,}124$ cm^2 (die angewandten Lichtlinien füllten fast vollständig den Spalt aus). Durch den Spalt traten demnach von der Hefnerlampe $2{,}7 \cdot 10^{-6}$ Grammkal. pro Sek. ein. Die oben angewandte Energieeinheit war aber 22,7 mal kleiner, entsprach also $1{,}2 \cdot 10^{-7}$ Grammkal. pro Sek. Indem man die mit fehlerfreier Flussspatplatte erhaltenen Stromwerte durch $1{,}2 \cdot 10^{-7}$ dividiert, erhält man also die Elektrizitätsmenge in Coulomb, die von einer absorbierten Grammkalorie einer bestimmten Wellenlänge emittiert wird. Um die anderen Werte auf ähnliche Weise reduziert zu erhalten, muss mit einer 1,28 mal kleineren Zahl dividiert werden d. h. die Reduktion wird einigermassen exakt dadurch bewerkstelligt, dass die Stromwerte mit 10^{-7}multipliziert werden.

Für 230 $\mu\mu$ haben wir bei Platin im vorigen Abschnitt einen Strom = $485 \cdot 10^{-13}$ Ampère erhalten. Eine Grammkalorie absorbierte Energie von dieser Wellenlänge ergiebt also $4{,}0 \cdot 10^{-4}$ Coulomb. R. Pohl und P. Pringsheim haben die von der absorbierten Energieeinheit ausgesandte Elektronenmenge bei Kalziumschichten[1] und bei Natrium und Kalium[2] bestimmt. Für 230 $\mu\mu$ haben sie dabei Elektrizitätsmengen von derselben Grössenordnung wie der hier für Platinschichten erhaltenen gefunden. Da diese Metalle stark elektropositiv sind, so erscheint dieses Verhältnis in gewissem Grade überraschend. Die Erklärung liegt wohl teils darin, dass die Steigerung des Effekts mit abnehmender Wellenlänge für Platin grösser als für diese Metalle ist, und teils darin, dass Zerstäubungsschichten eine bedeutend grössere Empfindlichkeit besitzen als die Metalle, aus denen sie gebildet worden sind. Dass dieses letztere wirklich der Fall ist, geht aus Folgendem hervor. Im Anfange der Untersuchung wandte ich Platinblech statt Zerstäubungsschichten an. Das Blech war mittelst Glaspulvers gereinigt.[3] Um messbare Ströme zu erhalten, musste ich hierbei eine Empfindlichkeit des Quadrantelektrometers von 4500 Skalenteilen für 1 Volt Potentialunterschied anwenden. Als ich dann zu Platinschichten überging

[1] R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 25, 111, 1913.

[2] R. Pohl und P. Pringsheim, ebenda, 25, 173, 1913.

[3] Es ist zu betonen, teils dass die Reinigung eines so grossen Bleches, wie es hier gebraucht wurde, nicht mit derselben Genauigkeit wie die eines feinen Drahtes geschehen konnte, teils dass das Einpassen des Platinbleches in den Glaszylinder eine gewisse Zeit nach der Reinigung in Anspruch nahm.

die durch Kathodenzerstäubung in Stickstoff gebildet worden waren, musste ich die Empfindlichkeit auf 230 Skalenteile herabsetzen und erhielt dennoch grössere Ausschläge als vorher. Die bei 0,5 mm Druck in Wasserstoff gebildeten Schichten sind, wie wir oben gesehen, noch empfindlicher. Diese dürften demnach einen mindestens 50 mal stärkeren Strom als das Platinblech gegeben haben. Für grössere Wellenlängen ist die Zunahme wahrscheinlich noch bedeutend grösser gewesen.

Auch früher haben wir einige Tatsachen gefunden, die darauf hindeuten, dass die durch Kathodenzerstäubung gebildeten Metallschichten in lichtelektrischer Hinsicht sich nicht wie die Metalle selbst verhalten. Zuletzt fanden wir so, dass eine Schicht eine geringere Steigerung der Elektronenemission mit abnehmender Wellenlänge zeigt als das entsprechende Metall. Dies beruht offenbar darauf, dass die ebenerwähnte höhere Empfindlichkeit der Schichten sich vor allem für grössere Wellenlängen geltend macht. Dass dies stets bei einer Steigerung der Empfindlichkeit der Fall gewesen ist, haben wir im Vorhergehenden bei mehreren Gelegenheiten gesehen.

Wir haben ferner gefunden, dass die Reihenfolge der Zerstäubungsschichten hinsichtlich der Empfindlichkeit eine andere ist als die der Metalle selbst. Die Empfindlichkeit wird somit durch den Zerstäubungsprozess mehr für gewisse Metalle als für andere gesteigert, so dass die Reihenfolge zwischen ihnen umgestossen wird.

Auch in anderen Hinsichten als betreffs des Photoeffekts zeigen Zerstäubungsschichten andere Eigenschaften als die Metalle, aus denen sie gebildet sind. Ich begnüge mich damit, darauf hinzuweisen, teils dass der spezifische Leitungswiderstand der Schichten mehrmals grösser ist als der der entsprechenden Metalle,[1] sowie dass ihre optischen Konstanten[2] sich recht bedeutend von denen für die entsprechenden Metalle unterscheiden.

Der Unterschied zwischen Zerstäubungsschichten und den entsprechenden Metallen in lichtelektrischer Hinsicht kann ja darauf beruhen, dass die Schichten einen ganz anderen Bau haben als die Metalle, in Anbetracht ihrer Zusammensetzung aus äussert fein verteilten Metallpartikeln, die nur sehr lose zusammenhängen. Von anderen Faktoren, die möglicherweise auch eine Rolle gespielt ha-

[1] Siehe z. B. J. Patterson, Phil. Mag. 4, 652. 1902.

[2] Siehe z. B. W. Meier, Ann. d. Phys. 31, 1017, 1910.

ben, will ich hier nur einen erwähnen. Es ist seit lange[1] bekannt, dass die Metallpartikeln während der Zerstäubung Gas auf die eine oder andere Weise aufnehmen, und es ist wohl klar, dass dies auf die Empfindlichkeit einen Einfluss ausüben muss. Oben haben wir ausserdem für ein und dasselbe Metall in gewissen Fällen einen Zusammenhang zwischen Schichtempfindlichkeit und Druckabnahme während der Schichtbildung konstatieren können. Es zeigte sich, dass die Empfindlichkeit mit der Druckabnahme zunahm. Man könnte also hieraus den Schluss ziehen, dass die Empfindlichkeit mit der in der Schicht aufgenommenen Gasmenge wächst, und dass die grössere Empfindlichkeit der Zerstäubungsschichten, wenigstens zu einem Teil, auf der in der Schicht aufgenommenen Gasmenge beruht. Dieses Gas muss dann natürlich auf andere Weise gebunden sein als durch gewöhnliche Absorption an der Oberfläche, entweder durch Hydridbildung o. dgl. oder durch eine Art Legierung mit dem Metall, denn wir haben oben gesehen, dass Gasschichten an der Oberfläche die Empfindlichkeit vermindern. Indessen ist die Druckabnahme während der Schichtbildung ein sehr kompliziertes[1] Phänomen, dass von einer ganzen Reihe Faktoren abhängt, weshalb der oben gezogene Schluss an einer gewissen Unsicherheit leidet.

Wir sahen oben, dass die Kathode, aus der die Zerstäubungsschicht hervorgegangen ist, dieselbe Empfindlichkeit gab wie die Schicht. Dies beruht wahrscheinlich darauf, dass einige ausgesandte Metallpartikeln zur Kathode zurückkehren, und dass die Kathode also mit einer dünnen Zerstäubungsschicht bedeckt ist.

[1] Siehe V. Kohlschütter, Jahrb. d. Rad. 9, S. 400—403, 1912.

VII. Zusammenfassung.

Die untersuchten Schichten sind in Form eines absolut schwaren Körpers gebildet worden, so dass alles einfallende Licht absorbiert worden ist, sofern nur die Schicht eine hinreichende Dicke besessen hat. — Die erhaltenen Resultate sind kurz folgende:

1. Bei niedrigem Druck, ungefähr 0,1 mm, hat es sich sowohl in Stickstoff wie in Wasserstoff als unmöglich erwiesen, lichtelektrisch wohldefinierte Schichten zu erhalten. Bei höherem Druck, ungefähr 0,5 mm, sind dagegen in Wasserstoff sehr gut definierte Schichten erhalten worden. In der Nähe dieses Druckes ist die Empfindlichkeit:

   a. unabhängig davon, ob Gleichstrom oder Induktorienstrom bei der Schichtbildung angewandt wurde, und in letzterem Falle (wenigstens innerhalb enger Grenzen) unabhängig von einer Änderung der primären Stromstärke;

   b. fast unabhängig von dem Schichtbildungsdruck (die Empfindlichkeit wächst nur unbedeutend mit dem Druck).

Die Schichten sind in der Regel in Wasserstoff bei ungefähr diesem Druck gebildet worden.

2. Die Anwesenheit von Spuren von Wasserdampf während der Schichtbildung steigert die Empfindlichkeit, Spuren von anderen Verunreinigungen (Kohlenwasserstoffen, Stickstoff usw.) vermindern die Empfindlichkeit, vor allem bei niedrigem Druck.

3. Die Empfindlichkeit der Schichten wächst nach der Neubildung, besonders für grössere Wellenlängen, bleibt dann eine Zeitlang konstant, um danach wieder zu sinken. Bei diesem Sinken erhält man nicht dieselben Phasen zurück, die während der vorhergehenden Steigerung passiert worden sind, sondern das Sinken macht sich verhältnissmässig kräftiger geltend für kurze Wellenlängen. Dieser Gang in der Empfindlichkeit tritt unter allen möglichen verschiedenen Verhältnissen auf. Die Geschwindigkeit, mit welcher die Veränderungen vor sich gehen, ist jedoch sehr verschieden für verschiedene Metalle und variiert für dasselbe

Metall sehr mit den Verhältnissen während der Schichtbildung (Wasserdampf erhöht die Geschwindigkeit, andere Verunreinigungen vermindern sie).

4. Wenn man, nachdem maximale Empfindlichkeit erreicht worden ist, Stickstoff während kurzer Zeit mit einer Schicht in Berührung kommen lässt, so nimmt die Empfindlichkeit in allen untersuchten Fällen (Au, Pt, Bi, Ag und Cu) ab, steigt danach aber wieder auf ihren ursprünglichen Wert.

5. Die Eindringungstiefe des lichtelektrischen Effekts beträgt für Goldschichten, bei Anwendung einer Wellenlänge von 220 $\mu\mu$, ungefähr 30 $\mu\mu$. Bis zu dieser Dicke wächst die Elektronenemission regelmässig mit der Dicke. Doch habe ich, wie vorher Robinson, ein Maximum der Elektronenemission bei einer Dicke von ungefähr 10^{-7} cm erhalten. Dieses Maximum machte sich besonders kräftig für grössere Wellenlängen geltend.

6. Der Zusammenhang zwischen Elektronenemission und Wellenlänge für Schichten von Au, Pt, Ag, Bi, Cu, Pd und Ni ist untersucht worden. Es hat sich dabei folgendes herausgestellt:

a. Die Elektronenemission für Schichten von allen diesen Metallen wächst regelmässig und kräftig mit abnehmender Wellenlänge innerhalb des untersuchten Wellenlängengebiets (bis herab zu 215 $\mu\mu$). Der Anstieg ist jedoch nicht so stark, wie der von E. Ladenburg und H. Mohlin für gewöhnliche Metalle gefundene.

b. Wenn die Empfindlichkeit für dasselbe Metall sich von einer Schicht zu einer anderen geändert hat, so hat hierbei die Kurve die den Zusammenhang zwischen Elektronenemission und Wellenlänge angiebt, eine ungefähre Parallelverschiebung erfahren. Das Gleiche ist in der Regel auch der Fall bei der spontanen Empfindlichkeitssteigerung, wie sie bei einer neugebildeten Schicht auftritt.

7. Es werden Ziffern angegeben, die eine Reduktion aller erhaltenen Stromwerte auf 1 Grammkalorie absorbierte Energie gestatten.

Uppsala, Physik. Institut,
im August 1913.

3 0112 072839902